

CALIBRE d'Or

sous la direction de A. Desgrez et D. Doyon

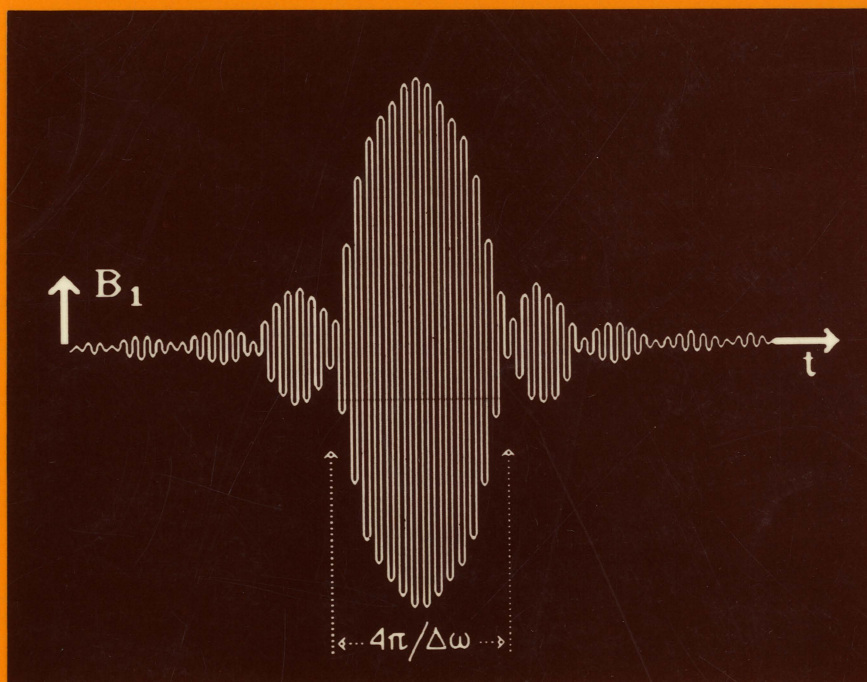
1. Bases physiques de l'IRM

A. Desgrez

J. Bittoun

I. Idy-Peretti

2^e édition



MASSON 

CAHIERS D'IMAGERIE
PAR RÉSONANCE MAGNÉTIQUE

1

**BASES PHYSIQUES
DE L'IRM**

CHEZ LE MÊME ÉDITEUR

Du même auteur :

BASES PHYSIQUES DE L'IMAGERIE MÉDICALE. INITIATION AU TRAITEMENT DU SIGNAL EN IMAGERIE, par A. DESGREZ, I. IDY-PERETTI. Préface de M. LAVAL-JEANTET. *Collection d'Imagerie Médicale*. 1992, 232 pages, 12 figures.

BIOPHYSIQUE DES RADIATIONS ET IMAGERIE MÉDICALE, par J. DUTREIX, A. DESGREZ, B. BOK, J.-M. VINOT, et collaborateurs. *Collection Abrégés de Médecine*. 1993, 3^e édition revue et augmentée, 336 pages, 126 figures, 18 tableaux, 4 planches.

Autres ouvrages :

IMAGERIE PAR RÉSONANCE MAGNÉTIQUE, par D. DOYON, E. A. CABANIS, M. LAVAL-JEANTET, J. FRIJA, D. PARIENTE, I. IDY-PERETTI. *Collection Abrégés de médecine*. 1994, 536 pages, 1121 figures, 52 tableaux.

RÉSONANCE MAGNÉTIQUE NUCLÉAIRE. APPLICATIONS BIOMÉDICALES, par A. M. BERNARD, J. D. de CERTAINES, J. J. LE JEUNE. Préface de J. CHAMBRON. *Collection Abrégés de médecine*. 1988, 264 pages, 116 figures, 11 tableaux.

ATLAS D'IRM DE L'ENCÉPHALE ET DE LA MOELLE. ASPECTS NORMAUX, par E. A. CABANIS, D. DOYON et coll. Préface de A. DELMAS. *Collection d'Imagerie Radiologique*. 1988, 168 pages, 199 figures.

IRM EN PATHOLOGIE DE L'ENCÉPHALE, par J.-L. DIETEMANN. Préface de A. WACKENHEIM. *Collection d'Imagerie Radiologique*. 1993, 232 pages, 561 figures.

INTRODUCTION À L'IRM. DE LA THÉORIE À LA PRATIQUE, par C. GUINET, J. GRELLET. *Abrégés d'Imagerie Radiologique*. 1992, 276 pages, 173 figures, 20 tableaux.

IRM DU GENOU, par O. HÉLÉNON, B. ROGER, M. LAVAL-JEANTET. *Collection d'Imagerie Radiologique*. 1991, 160 pages, 296 figures.

PRINCIPES DE L'IRM. MANUEL D'AUTO-APPRENTISSAGE, par B. KASTLER. Préface de A. WACKENHEIM. *Collection d'Imagerie Radiologique*. 1994, 168 pages, 200 figures env.

MANUEL DE TECHNIQUES DE L'IMAGERIE PAR RÉSONANCE MAGNÉTIQUE, par G. KORACH, T. MUNIER, J. VIGNAUD. Préface de D. DOYON. 1993, 176 pages, 298 figures, 32 tableaux.

ATLAS D'IRM DES ARTICULATION DES MEMBRES, par B. ROGER, J.-Y. LAZENNEC, M. LAVAL-JEANTET. Préface de H. GUÉRIN-SURVILLE. *Collection d'Imagerie Radiologique*. 1989, 160 pages, 371 figures.

IRM DU PELVIS, par C. ROY, P. BOURJAT, J. F. RODIER. Préface de A. WACKENHEIM. *Collection d'Imagerie Radiologique*. 1989, 160 pages, 335 figures.

CAHIERS D'IMAGERIE
PAR RÉSONANCE MAGNÉTIQUE

Collection dirigée par A. DESGREZ et D. DOYON

1

BASES PHYSIQUES
DE L'IRM

A. DESGREZ

Professeur de Biophysique
à la Faculté de médecine Paris Sud
Chef du Service de Biophysique
et Médecine Nucléaire de Bicêtre

J. BITTOUN

Professeur de Biophysique
à la Faculté de médecine Paris Sud
Président du Conseil Exécutif du CIERM

I. IDY-PERETTI

Maître de Conférence de Biophysique
à la Faculté de médecine Paris Sud

PRÉFACE de C. KELLERSHOHN

2^e édition



MASSON

Paris Milan Barcelone

1994



Ce logo a pour objet d'alerter le lecteur sur la menace que représente pour l'avenir de l'écrit, tout particulièrement dans le domaine universitaire, le développement massif du « photocopillage ».

Cette pratique qui s'est généralisée, notamment dans les établissements d'enseignement, provoque une baisse brutale des achats de livres, au point que la possibilité même pour les auteurs de créer des œuvres nouvelles et de les faire éditer correctement est aujourd'hui menacée.

Nous rappelons donc que la reproduction et la vente sans autorisation, ainsi que le recel, sont passibles de poursuites. Les demandes d'autorisation de photocopier doivent être adressées à l'éditeur ou au Centre français d'exploitation du droit de copie : 3, rue Hautefeuille, 75006 Paris. Tél. : 43 26 95 35.

Tous droits de traduction, d'adaptation et de reproduction par tous procédés, réservés pour tous pays.

Toute reproduction ou représentation intégrale ou partielle, par quelque procédé que ce soit, des pages publiées dans le présent ouvrage, faite sans l'autorisation de l'éditeur, est illicite et constitue une contrefaçon. Seules sont autorisées, d'une part, les reproductions strictement réservées à l'usage privé du copiste et non destinées à une utilisation collective, et d'autre part, les courtes citations justifiées par le caractère scientifique ou d'information de l'œuvre dans laquelle elles sont incorporées (art. L. 122-4, L. 122-5 et L. 335-2 du Code de la propriété intellectuelle).

© Masson, Paris, 1989, 1994

ISBN : 2-225-84487-9

ISSN : 1147-4564

MASSON S.A.
MASSON S.p.A.
MASSON S.A.

120, bd Saint-Germain, 75280 Paris Cedex 06
Via Statuto 2/4, 20121 Milano
Avenida Principe de Asturias 20, 08012 Barcelona

Introduction à la collection

L'IRM, dernière méthode d'imagerie, est en pleine expansion et s'adresse à tous les domaines cliniques.

Cette collection, très illustrée, a pour but de donner aux médecins spécialistes ou généralistes, comme à l'étudiant, les bases nécessaires à la compréhension et à l'analyse de l'Image par Résonance Magnétique qu'ils auront de plus en plus entre les mains. Les auteurs et les coordinateurs de la collection font partie, en grande majorité, de l'équipe du CIERM* de l'Hôpital de Bicêtre, qui a eu la chance d'avoir l'un des tout premiers appareils installés en France (en février 1985).

Cette équipe a notamment mis sur pied un Diplôme d'Université d'IRM avec des enseignements dirigés et un polycopié dont ces livres sont la quintessence. Après les bases physiques de la Résonance Magnétique Nucléaire, seront envisagées les grandes applications cliniques : crâne, appareil ostéo-articulaire et rachis, appareil cardio-vasculaire...

Cette collection, faite d'ouvrages accessibles, pourra s'enrichir régulièrement, selon le développement de nouvelles applications de la Résonance Magnétique (cliniques ou méthodologiques telles que la spectroscopie).

Cette collection se veut didactique, avec de nombreux schémas et figures, l'anatomie tridimensionnelle en Résonance Magnétique y sera particulièrement développée.

A. DESGREZ et D. DOYON

* Centre Inter-Etablissement de Résonance Magnétique

Préface

Si au début des années 1970, il fut possible de réaliser une image de la distribution d'un spin nucléaire, donc de l'atome correspondant, dans l'organisme, ce n'est qu'en 1980 que les premières images cliniquement utilisables, obtenues par Résonance Magnétique Nucléaire (RMN), ont fait leur apparition. Durant les 9 années qui nous séparent de cette date, des progrès plus que spectaculaires ont été réalisés en imagerie RMN. Ceux-ci proviennent du fait que l'image RMN dépend beaucoup plus finalement de la structure biochimique, voire du métabolisme tissulaire que celles obtenues par d'autres méthodes d'imagerie, notamment la tomographie X.

En tomographie X, l'image ne dépend que d'un seul paramètre, à savoir la densité électronique tissulaire, représentée par le coefficient linéaire d'absorption μ . En imagerie RMN, une dizaine de paramètres au moins peuvent intervenir pour caractériser l'image. Citons : la densité de spin ρ , le temps de relaxation spin-réseau T_1 , le temps de relaxation spin-spin T_2 , les effets de flux, le déplacement chimique δ et la susceptibilité χ , le temps de relaxation spin-réseau dans le repère tournant $T_{1\rho}$, le coefficient de diffusion D , la perfusion vasculaire et l'absorption des radiofréquences. On conçoit qu'un tel nombre de paramètres permette d'envisager une caractérisation tissulaire et métabolique sans commune mesure avec les possibilités de la tomographie X, qui se présente surtout comme une méthode d'imagerie anatomique.

D'autre part, en tomographie X, la procédure d'imagerie est pratiquement unique puisque tout changement de l'intensité du signal dans un voxel est lié au seul changement du coefficient d'absorption μ . En imagerie RMN, il faut corrélérer les changements des nombreux paramètres de l'image avec le changement de l'intensité du signal dans un voxel. Ceci est obtenu au moyen de nombre de procédures mettant en jeu diverses séquences d'excitation, les bobines d'émission, de réception et de gradient, ainsi que l'intensité du champ magnétique. Ces procédures sont aujourd'hui presque classiques.

De nouvelles procédures sont actuellement en plein développement, concernant la visualisation tridimensionnelle, l'utilisation de Transformée de

Fourier rapide bi- tri- et quadri-dimensionnelle, des techniques d'imagerie ultra-rapides comme la technique échoplanaire permettant la réalisation d'images en quelques fractions de secondes. Par ailleurs, dans les toutes dernières années, des techniques de localisation de plus en plus précises, permettant de collecter les signaux émanant d'un élément de volume déterminé à l'exclusion de ceux des régions environnantes, ont été développées. Associées à la spectrométrie RMN in vivo, elles permettent, au moyen du phosphore 31, d'étudier le métabolisme des phosphates de haute énergie dans différentes régions d'organes tels que le cerveau et le coeur. Ces nouvelles techniques de localisation permettent de réaliser des images de métabolites du phosphore, établissant un pont entre l'imagerie RMN et la spectroscopie RMN. Elles ont d'ores et déjà des applications cliniques sur lesquelles il est inutile d'insister. Enfin, les techniques de suppression de signaux émanant de l'eau et des graisses, qui dominent les spectres RMN de l'hydrogène 1, permettent de distinguer dans un volume tissulaire déterminé les différents métabolites de l'hydrogène 1 et les amino-acides. C'est ainsi que les lactates, produit de la glycolyse, et l'aspartate, produit du cycle de l'acide citrique, ont pu être mis en évidence, ce qui ouvre un nouveau champ à l'étude clinique des défauts métaboliques. Tout ceci montre que la RMN fournit, à côté d'une méthode d'imagerie anatomique comme la tomographie X, une méthode atraumatique d'étude des phénomènes métaboliques et biochimiques dont l'organisme est le siège.

Il est certain que la complexité croissante des techniques d'exploration en médecine pose aux médecins des problèmes culturels. Les applications de la RMN en médecine sont exemplaires de cet état de choses. Les considérations précédentes montrent que, contrairement à l'imagerie X, il n'est pas possible de réaliser et d'interpréter une image RMN sans une connaissance suffisante des bases physiques et technologiques sous-jacentes. S'il existe un certain nombre de revues générales ou de traités développant de façon exhaustive les bases à l'usage de physiciens ou d'ingénieurs, il y a un déficit d'ouvrages en langue française développant ces bases à un niveau suffisant, mais accessible à des médecins qui ont déjà à faire face à la possession d'une culture médicale très importante. L'ouvrage de Messieurs Desgrez, Bittoun et Madame Peretti comble un tel déficit. N'utilisant que le langage mathématique le plus simple, il permet néanmoins d'assimiler l'essence des phénomènes physiques et des aspects technologiques entrant en jeu en imagerie RMN, grâce à un texte imagé, quoique rigoureux, et une série de schémas très "parlants". C'est dans cet esprit que les aspects les plus importants, tels que les bases physiques de la RMN, le phénomène de relaxation, les techniques de localisation spatiale et de séquences d'excitation, sont traités. Ainsi conçu, cet ouvrage doit permettre au médecin de "comprendre" ce que représente une image RMN et de l'interpréter, en un mot, de manier ce merveilleux outil d'exploration clinique que représente l'imagerie RMN, voire la spectroscopie RMN in vivo.

C. KELLERSHOHN

Avertissement

Bases Physiques de l'IRM s'adresse aussi bien au clinicien s'intéressant avant tout aux applications de cette technique qu'au médecin ayant des notions de physique plus poussées, lui permettant d'aller plus loin dans l'étude des mécanismes sur lesquels repose la méthodologie. L'ouvrage est, pour cette raison, divisé en deux parties : un ensemble de sept chapitres abordant essentiellement l'IRM et ses bases sous un aspect phénoménologique, comportant le moins possible de développements physiques, puis deux annexes où ont été rassemblées les démonstrations permettant d'établir les principaux résultats.

Chaque chapitre a été conçu pour pouvoir être lu séparément. Cela a contraint à multiplier les renvois à d'autres passages de l'ouvrage, ainsi qu'à accepter délibérément quelques redondances. Les auteurs prient le lecteur de bien vouloir les en excuser.

Conscients, par ailleurs, de l'imperfection d'un texte écrit avant que la méthodologie n'ait atteint son équilibre, les auteurs seront reconnaissants aux lecteurs qui voudront bien leur faire part des critiques et suggestions qui pourraient contribuer à améliorer l'ouvrage lors d'une édition ultérieure.

Les schémas utilisés dans le présent ouvrage ont été archivés sur micro-ordinateur. Les auteurs ont, ainsi, la possibilité d'en effectuer des copies sur transparent pour rétroprojecteur qui pourraient être utilisées pour l'enseignement. Les renseignements correspondants peuvent être obtenus auprès du secrétariat du Service de Biophysique et Médecine Nucléaire de l'Hôpital de Bicêtre, 78 rue du Général Leclerc, 94270 LE KREMLIN BICETRE.

TABLE DES MATIERES

Préface par Cl. Kellershohn	VII
Historique	5
CHAPITRE 1 - Champ et moment	7
1— Notion de champ et de moment	7
a - Généralités	7
b - Moments intervenant en IRM	8
c - Champs intervenant en IRM.....	9
2— Comportement d'un moment dans un champ.....	10
a - Orientation du moment.....	10
b - Energie d'interaction.....	12
c - Mouvement de précession.....	13
CHAPITRE 2 - Résonance magnétique.....	17
1— Résonance	17
a - Notion générale de résonance.....	17
b - Résonance Magnétique Nucléaire.....	19
2— Action d'un champ tournant.....	20
a - Etude générale	20
b - Etude à la résonance, excitation	21
c - Impulsions de 90° et 180°	22
CHAPITRE 3 - Relaxation	25
1— Signal RMN	25
2— Aspect macroscopique de la relaxation.....	26
3— Interprétation microscopique de la relaxation.....	28
4— Signification physicochimique de la relaxation.....	30
a - Fluctuations du champ local, temps de corrélation	30
b - Signification de T1	31
c - Signification de T2	32
d - Conséquences de la forme du spectre	33
5— Mode d'action des produits de contraste	34
a - Action des ions paramagnétiques	34
b - Effet de confinement	34
c - Exemple de produit de contraste spontané, image d'hématome.....	35
CHAPITRE 4 — Localisation spatiale	37
1— Codage de l'espace par la fréquence	38
a - Principe du codage	38
b - Décalage chimique	40
2— Premier codage : sélection d'une coupe	40
3— Localisation d'un point sur une coupe.....	43
a - Localisation le long des X par la fréquence	43
b - Localisation le long des Y	44
. Par projections multiples et rétroprojections	45
. Par utilisation de la phase, 2d FT.....	46
CHAPITRE 5 - Séquences d'excitation	49
1— Les différents paramètres du signal RMN	49
2— Principes des séquences élémentaires.....	51
a - Principe de mesure en ρ et T1	51
. Saturation-récupération.....	51
. Inversion-récupération.....	53
b - Principe de mesure en ρ et T2	55
3— Séquence pratique	58
- séquence multicoupes.....	61
4— Séquences d'imagerie rapide.....	62
a - Raccourcissement de TR, bascule à petit angle et écho de gradient.....	62

b- Réduction du nombre des répétitions.....	64
. Balayage partiel du plan de Fourier.....	64
. Méthode écho-planar	64
CHAPITRE 6 - Imagerie et flux	65
1 — Les effets des flux	65
a - Déplacement perpendiculaire au plan de la coupe	66
b - Déplacement dans le plan de la coupe, parallèlement à un gradient.....	68
c - Incidence du mouvement des spins sur leur localisation	71
2 — Angiographie et vélocimétrie RMN.....	73
a - Caractères des flux à représenter.....	73
b - Méthodes de vélocimétrie par Résonance Magnétique.....	73
c - Méthodes d'angiographie par Résonance Magnétique	74
3 — Images de diffusion	75
CHAPITRE 7 - Recherche d'un effet biologique possible	77
1 — Champs magnétiques fixes	77
a - Possibilités d'action biologique	77
b - Effet Hall	79
c - Précautions pratiques.....	80
2 — Gradients de champ magnétique.....	80
b - Vibration de corps étrangers	80
c - Courants d'induction.....	80
3 — Champ électromagnétique de haute fréquence	82
a - Etudes théoriques générales	82
b - Conséquences pratiques	83
4 — Normes et conseils	84
ANNEXE I - Le magnétisme	85
1 — Définition et origine électrique du champ magnétique.....	85
2 — Définition du moment magnétique	89
3 — Relation entre le champ magnétique créé par une boucle et son moment magnétique	90
4 — Origine du magnétisme de la matière	91
- Quantification du magnétisme	92
5 — Les différentes sortes de magnétisme	93
a - Le diamagnétisme.....	93
b - Le paramagnétisme	94
c - Le ferromagnétisme.....	95
d - Le superparamagnétisme.....	95
ANNEXE II - La Résonance Magnétique en mécanique classique	97
1 — Outils mathématiques et grandeurs physiques utilisées.....	97
a - Vecteurs.....	97
b - Moment cinétique.....	99
c - Champ magnétique.....	99
d - Moment magnétique.....	99
2 — Précession d'un moment dans un champ.....	100
a - Trajectoire de l'extrémité de $\vec{M}$	100
b - Vitesse de précession	101
3 — Action générale d'un champ tournant	102
4 — Action d'un champ tournant à la résonance	103
5 — Effets de l'agitation thermique sur la relaxation	104
Index	105

Historique

Suggéré durant les années vingt par Pauli pour expliquer les structures hyperfines rencontrées en spectrométrie optique, le magnétisme du noyau a fait l'objet de très nombreux travaux dès la fin de la seconde guerre mondiale grâce aux techniques radioélectriques développées entre temps. L'ordre de grandeur des longueurs d'onde utilisées, 10^8 fois plus grand que celui de l'optique, concerne en effet le domaine des ondes radio.

Moins spectaculaire que d'autres propriétés nucléaires, telles que la radioactivité ou la fission, le magnétisme du noyau est resté longtemps le fait des spécialistes. Dès 1946, Bloch à Stanford et Purcell à Harvard réalisent les premières expériences de Résonance Magnétique Nucléaire (RMN). Ces deux auteurs reçoivent conjointement le prix Nobel de physique pour ces travaux. Durant la période s'étendant de 1950 à 1970, la résonance magnétique devient, pour le chimiste, une méthode de choix pour étudier les structures moléculaires. En 1973, sous le nom de Zeugmatographie Lauterbur et indépendamment Mansfield proposent l'utilisation de gradients de champ magnétique linéaires pour obtenir une image par localisation spatiale du signal de RMN. La première image réalisée représentait une coupe de deux tubes capillaires remplis d'eau. C'était le début de l'Imagerie par Résonance Magnétique Nucléaire (IRM).

C'est également durant les années 70 que les applications médicales de la résonance magnétique furent envisagées ; Damadian décrit, en effet, dès 1970 certaines modifications importantes de l'aimantation des noyaux

d'hydrogène de tissus néoplasiques. A partir de 1973, la technique d'imagerie se développe rapidement, aboutissant en 1980 à la publication des premières images obtenues chez l'homme, des images de tête et d'abdomen.

Depuis quelques années, les recherches technologiques sont nombreuses dans ce domaine et les performances des appareillages, comme leur facilité d'utilisation, ne cessent de s'améliorer. Actuellement, il est évident pour tous que l'imagerie par résonance magnétique, dont les indications s'étendent chaque jour, fait partie de l'arsenal diagnostique courant, au même titre que la radiologie classique, les isotopes radioactifs, les ultrasons et la tomодensitométrie qui l'ont précédée.

CHAPITRE 1

Champ et moment

1. NOTION DE CHAMP ET DE MOMENT

a) Généralités

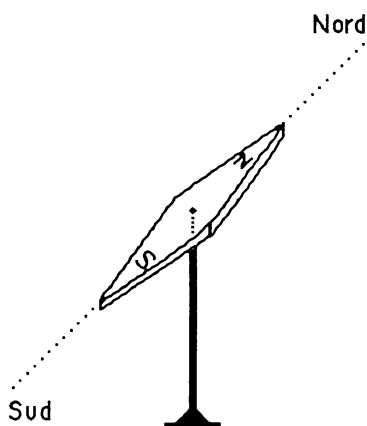


FIGURE 1-1. Barreau aimanté s'orientant dans le champ magnétique terrestre sous l'effet de son moment magnétique.

Des siècles avant J. C., l'homme a découvert que certains minéraux riches en fer pouvaient attirer de petits fragments de fer. Cette propriété, qui s'observe également avec quelques autres métaux tels que le cobalt et le manganèse, comme avec certains de leurs composés, a été appelée **magnétisme**, nom dérivé de l'ancienne ville d'Asie Mineure Magnésie où, selon la tradition, le phénomène aurait été découvert. On donne, par ailleurs le nom **d'aimants** aux corps présentant un magnétisme notable.

Un aimant, s'il se trouve sous la forme d'un barreau suffisamment mobile, s'oriente à la surface de la terre, une extrémité N dirigée vers le pôle Nord, l'autre S vers le pôle Sud (figure 1-1). Le même phénomène se produit pour un petit aimant placé au voisinage d'un autre aimant plus important considéré comme immobile, ainsi qu'aux alentours d'un courant électrique.

Pour étudier ces phénomènes d'interaction, il est commode de considérer la réponse particulière d'un aimant donné en envisageant, pour le

caractériser, une grandeur physique vectorielle, liée à sa matière, appelée **moment magnétique** et pour caractériser l'influence de l'ensemble des autres aimants, ou circuits électriques, de l'entourage une autre grandeur vectorielle liée à chaque point de l'espace appelée **champ magnétique**.

b) Moments intervenant en RMN

Noyaux	^1H	^{31}P	^{23}Na	^{13}C	^{14}N
γ	42,6	17,2	11,2	10,7	3

Noyaux	^{12}C	^{16}O
--------	-----------------	-----------------

TABLEAU 1-I.

En haut : rapports gyromagnétiques γ de quelques éléments biologiquement intéressants.

En bas : éléments biologiquement intéressants mais sans moment magnétique (cf. annexe I p. 88).

L'Imagerie par Résonance Magnétique (**IRM**) met en jeu les moments magnétiques des noyaux : il s'agit d'une Résonance Magnétique Nucléaire (**RMN**). Accessoirement, les images peuvent être modifiées par l'intervention des moments électroniques de certaines substances paramagnétiques (cf. p. 34 et 90), comme le gadolinium ; ces substances se comportent alors comme de véritables **produits de contraste**.

Le noyau auquel on s'adresse au premier chef en IRM est celui de l'hydrogène ^1H , constitué par un unique proton. Son magnétisme, apprécié par son rapport gyromagnétique (cf. infra), est en effet sensiblement supérieur à celui des autres noyaux des substances biologiques (tableau 1-I). Il est par ailleurs quantitativement de loin l'élément le plus important des tissus : l'eau qui constitue pondéralement 70 à 80 % du corps humain est formée, en nombre d'atomes, aux 2 / 3 par de l'hydrogène et celui-ci se retrouve, à peu de choses près, dans les mêmes proportions au niveau des chaînes des corps gras. Les graisses et les structures aqueuses sont ainsi particulièrement visibles en IRM.

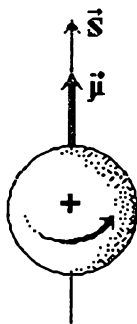


FIGURE 1-2. Le proton tourne sur lui-même (mouvement dit de spin). Cette rotation lui confère d'un point de vue mécanique un moment cinétique $\vec{S}$ et d'un point de vue électrique un moment magnétique $\vec{\mu}$ (voir également page 91 et remarque page 92).

■ Moment magnétique du proton, rapport gyromagnétique

De façon générale, on admet (cf. annexe I p. 87) que l'existence d'un moment magnétique est liée à la présence de charges électriques en rotation rapide. Dans le cas du proton, tout se passe comme s'il s'agissait d'une rotation de la particule sur elle-même, mouvement dit de **spin** (figure 1-2). Le moment magnétique $\vec{\mu}$ qui en résulte est proportionnel au moment cinétique de rotation $\vec{S}$ désigné lui aussi par le terme de spin :

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{S}$$

relation où γ , appelé **rapport gyromagnétique**, s'exprime en vitesse angulaire par tesla^① (radian $\text{s}^{-1} \text{T}^{-1}$). On utilise cependant, souvent en pratique, à la place de γ la quantité $\gamma / 2\pi$ exprimée en nombre de tours par seconde, ou hertz, par tesla (Hz T^{-1}). Dans le cas du proton, cette dernière vaut : 42,58 MHz T^{-1} .

■ Moments microscopique $\vec{\mu}$ et macroscopique $\vec{M}$

Deux types de moments magnétiques sont à considérer en IRM.

Les moments magnétiques individuels $\vec{\mu}$ de chaque proton, moments élémentaires, qualifiés ci-après de microscopiques, sont à envisager pour comprendre les phénomènes en cause. Ils suivent les lois de la physique quantique, qui est seule valable à l'échelle des particules individuelles et ne permet de déterminer que des probabilités d'état.

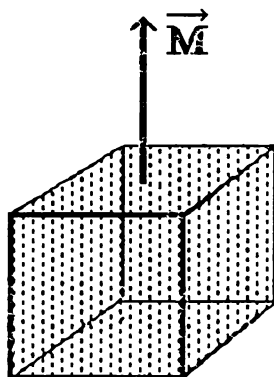


FIGURE 1-3. Chaque voxel possède un moment magnétique $\vec{M}$ somme de tous les moments individuels $\vec{\mu}$ de ses protons.

Les moments magnétiques macroscopiques $\vec{M}$ qui se manifestent pour les quantités pondérales de matière sont à prendre en considération lorsque l'on s'intéresse aux effets du magnétisme à notre échelle, car ce sont eux qui sont directement responsables des phénomènes observés. Ainsi, à chaque petit volume, appelé **voxel** (figure 1-3), de la substance étudiée, volume de l'ordre de quelques mm^3 , correspond un moment $\vec{M}$ dont les propriétés conduisent à la valeur numérique de l'un des petits éléments de l'image finale bidimensionnelle appelés **pixels**. Les moments macroscopiques suivent les lois classiques de l'électromagnétisme et correspondent, pour chaque voxel, à la somme de ses moments élémentaires :

$$\vec{M} = \sum \vec{\mu}$$

c) Champs intervenant en IRM

Trois types de champ magnétique sont utilisés en IRM : un champ principal, des gradients de champ, un champ oscillant à haute fréquence.

■ Champ principal

En général intense (de l'ordre de 0,02 à 2 T^① selon les options techniques choisies par les constructeurs), devant présenter une homogénéité spatiale de l'ordre de 10^{-5} sur des distances correspondant aux dimensions des régions anatomiques à étudier, le champ principal est produit, le plus souvent, par les bobines électriques (cf. annexe I p. 87) placées à la température de l'hélium liquide (4 °K) de façon à ce que, en état de supraconductivité, elles ne subissent aucun échauffement par effet Joule. Le champ principal est en général désigné par $\vec{B}_0$.

① Dans le système international (SI), l'unité de champ magnétique est le tesla (T). L'unité c g s. correspondante, encore parfois utilisée, est le Gauss (G) telle que : $1\text{G} = 10^{-4}\text{ T}$. Le champ magnétique terrestre est de l'ordre de 0,5 G.

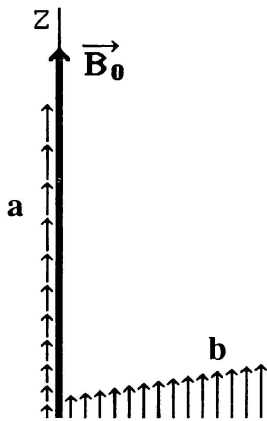


FIGURE 1-4. Gradients de champ.

a - parallèle au champ principal
b - perpendiculaire au champ principal.

② A l'échelle macroscopique, on peut envisager deux types de moments, qu'il ne faut pas confondre :
 — d'une part, le moment $\vec{M}$ intervenant en IRM et qui concerne essentiellement les corps paramagnétiques, souvent appelés non magnétiques, tels que les milieux biologiques (cf. annexe I p. 94) ;
 — d'autre part, un moment $\vec{M}$ à prendre en considération pour des barreaux aimantés, c'est-à-dire des corps ferromagnétiques qui ont des propriétés magnétiques même en l'absence de champ extérieur.

Alors que $\vec{M}$ dépend du champ qui le fait apparaître et s'oriente sans entraîner la matière, $\vec{M}$ reste une caractéristique du barreau aimanté qu'il entraîne dans son orientation.

■ Champ variable en fonction de l'espace (gradient)

Nécessaires pour localiser les signaux correspondant individuellement à chaque voxel (cf. p. 9), des variations de champ linéaires en fonction de l'espace (figure 1-4), de l'ordre de 10^{-4} T (1 G) par cm, sont transitoirement ajoutées au champ précédent. Ce sont les contraintes mécaniques subies par l'appareillage du fait de leur intensité et de la rapidité de leur installation qui sont responsables des bruits de martèlement entendus par les patients.

■ Champ oscillant à haute fréquence

Un champ magnétique oscillant à haute fréquence, plusieurs dizaines de mégahertz (MHz), constitue l'agent extérieur provoquant la résonance. Ses oscillations ne sont en fait que la traduction locale du passage d'une onde électromagnétique du domaine des k (42 MHz environ pour un champ principal de 1 T dans le cas du proton). De telles ondes sont produites par des courants électriques parcourant des bobines appelées souvent antennes émettrices en raison de l'équivalence entre les deux phénomènes (cf. p. 19) bien que ce terme convienne mieux pour les émissions et les réceptions à grande distance. Par ailleurs, la durée de ces ondes étant très brève, de l'ordre de la milliseconde, on leur donne généralement le nom d'**impulsion**.

2. COMPORTEMENT D'UN MOMENT MAGNETIQUE DANS UN CHAMP MAGNETIQUE

Qu'il s'agisse d'un moment microscopique $\vec{\mu}$, ou d'un moment macroscopique $\vec{M}$, son interaction avec un champ magnétique se traduit par trois phénomènes : une orientation, une énergie d'interaction et un mouvement de précession. Ces phénomènes sont à étudier séparément à l'échelle microscopique et à l'échelle macroscopique.

a) Orientation du moment

■ Moment microscopique $\vec{\mu}$

Il est banal d'observer à l'échelle macroscopique que le moment $\vec{M}$ d'un barreau aimanté, ou d'une boussole, s'oriente sous l'effet du champ magnétique terrestre. On observe également que, si un obstacle s'oppose à ce

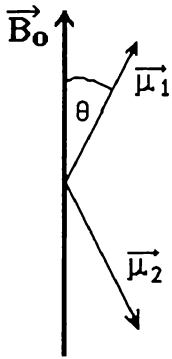


FIGURE 1-5. Placés dans un champ B_0 , les moments $\vec{\mu}$ des différents protons s'orientent selon l'un des 2 angles θ ou $\pi-\theta$.

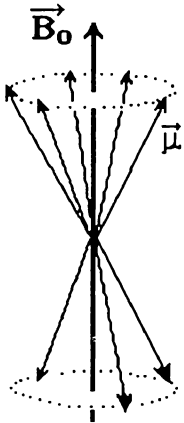


FIGURE 1-6. Tout en restant astreints aux 2 angles θ et $\pi-\theta$, les moments $\vec{\mu}$ peuvent se trouver en une position quelconque sur le cône défini par θ .

qu'il prenne sa position d'équilibre selon l'axe Sud-Nord, il peut s'arrêter en formant n'importe quel angle avec ce dernier.

Les moments microscopiques $\vec{\mu}$ des particules s'orientent également sous l'effet d'un champ extérieur B_0 ; mais, contrairement à $\vec{M}$ ils ne peuvent former avec la direction de B_0 que certains angles privilégiés. Dans le cas du proton, qui nous intéresse en IRM, ces angles sont au nombre de deux et de valeurs supplémentaires, θ et $\pi-\theta$ (figure 1-5). Les moments peuvent, par contre, prendre autour du champ n'importe quelle position correspondant à ces angles ; c'est-à-dire se trouver n'importe où sur l'un des deux cônes qu'ils définissent (figure 1-6).

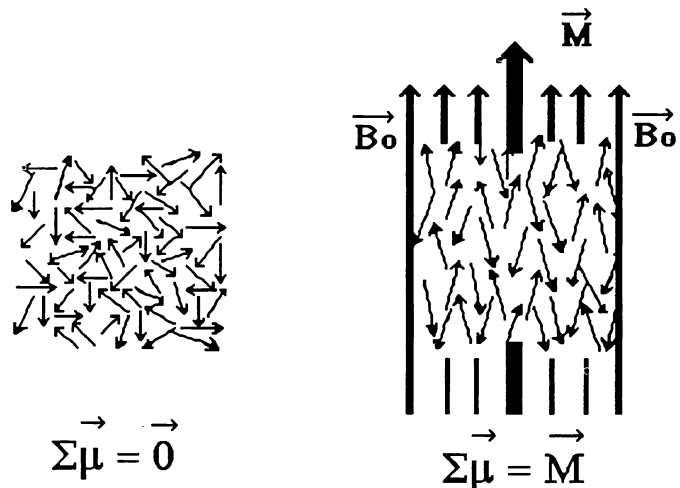
En pratique, bien que les différents moments $\vec{\mu}$ soient localisés au niveau de chaque proton, il est commode pour le raisonnement de représenter en un même point tous les moments d'un même voxel. C'est en effet par leur somme, définissant le moment macroscopique $\vec{M}$ que se traduiront les propriétés de cet élément de matière.

■ Moment macroscopique $\vec{M}$

En l'absence de champ extérieur, les moments microscopiques $\vec{\mu}$ des substances paramagnétiques, ceux des tissus biologiques par exemple, sont orientés dans des directions quelconques, réparties au hasard, et leur somme est nulle. En présence d'un champ extérieur B_0 , par contre, ils s'orientent selon l'un des 2 angles θ ou $\pi-\theta$ précédents et une résultante macroscopique $\vec{M}$ apparaît. Du fait de la répartition aléatoire des moments $\vec{\mu}$ sur les cônes précédents, $\vec{M}$ est parallèle à B_0 . Par ailleurs, la population n_1 qui correspond à l'angle le plus faible étant la plus nombreuse, $\vec{M}$ pointe dans la même direction que B_0 (figure 1-7) qu'il contribue à renforcer, bien que son influence soit à peine perceptible (cf. annexe I p. 94).

FIGURE 1-7. En l'absence de champ extérieur, les moments microscopiques ont des directions aléatoires ; de ce fait, leur résultante est nulle.

En présence d'un champ B_0 , l'orientation que prennent les moments microscopiques $\vec{\mu}$ aboutit à l'apparition d'une résultante macroscopique $\vec{M}$.



La répartition des moments microscopiques $\vec{\mu}$ en 2 populations n_1 et n_2 , selon les 2 angles précédents, répond en effet à la relation de Boltzmann:

$$\frac{n_1}{n_2} = e^{\frac{-\Delta E}{kT}} \approx 1 - \frac{\Delta E}{kT}$$

où ΔE représente la différence des énergies magnétiques respectives des particules pour chacun des deux angles, T étant la température absolue du milieu et k la constante de Boltzmann. Les valeurs numériques sont telles que la différence relative $(n_1 - n_2) / n_1$ des 2 populations est, à 20 °C pour un champ de 0,1 tesla, voisine de 10^{-6} . La faible valeur de cette différence fait que la somme $\vec{M}$ de l'ensemble des moments $\vec{\mu}$ d'un même voxel reste très faible et que les signaux qu'elle est susceptible de fournir (cf. p. 25) nécessitent une amplification importante. On peut voir également sur cette relation que cette différence et donc $\vec{M}$ qui en dépend augmentent avec ΔE . Cette dépendance est importante car on verra plus loin que les images sont obtenues à partir d'un signal qui croît avec $\vec{M}$. La différence ΔE des énergies augmentant proportionnellement à la valeur du champ $\vec{B}_0$, on peut comprendre tout l'intérêt qu'il y a à s'efforcer d'utiliser un champ élevé, pour accroître le rapport signal sur bruit, malgré les difficultés techniques que cela entraîne.

b) Energie d'interaction

■ Moment macroscopique $\vec{M}$ (physique classique)

Lorsqu'un barreau aimanté, caractérisé par un moment magnétique $\vec{M}$, est placé dans un champ magnétique $\vec{B}_0$, on voit apparaître un couple dont le module Γ répond à

$$\Gamma = MB_0 \left| \sin(\vec{M}, \vec{B}_0) \right|$$

et qui tend spontanément à faire tourner le moment $\vec{M}$ pour l'amener parallèlement au champ en libérant de l'énergie. C'est d'ailleurs en cela que consiste le phénomène d'orientation précédent. Réciproquement, si l'on fournit de l'énergie au système, il est possible d'ouvrir l'angle formé par le champ et le moment. Il existe ainsi une énergie d'interaction entre le champ et le moment.

Dans le cas du moment macroscopique $\vec{M}$, qui relève de la physique classique, la valeur de cette énergie E a pour expression :

$$E = MB_0 \left| \cos(\vec{M}, \vec{B}_0) \right|$$

Il n'existe, par ailleurs, aucune limitation à la valeur de l'angle formé par les vecteurs $\vec{M}$ et $\vec{B}_0$. L'énergie E peut donc varier de façon continue.

Le même phénomène d'orientation, avec tous les angles possibles par rapport au champ, s'observe lorsqu'il s'agit du moment macroscopique $\vec{M}$ apparu dans une substance paramagnétique sous l'effet du champ $\vec{B}_0$. La seule différence est que $\vec{M}$ s'oriente sans entraîner la substance dans sa rotation.

■ Moment microscopique $\vec{\mu}$ (physique quantique)

Dans le cas du moment $\vec{\mu}$ des particules élémentaires, la physique quantique admet la relation générale $E = \mu B_0 \cos(\vec{\mu}, \vec{B}_0)$, mais limite comme on l'a vu précédemment les possibilités de l'angle $(\vec{\mu}, \vec{B}_0)$, donc de l'énergie d'interaction, à un petit nombre de valeurs discrètes. En ce qui concerne le proton, étant donné que seules sont possibles les 2 valeurs θ_1 et $\theta_2 = \pi - \theta_1$ vues précédemment, seules 2 valeurs de E existent. Ces dernières répondent aux expressions suivantes, où $\hbar$ représente la constante de Planck h divisée par 2π :

$$E = +\frac{1}{2} \gamma \hbar B_0 \quad \text{et} \quad E = -\frac{1}{2} \gamma \hbar B_0$$

L'angle le plus fermé définit l'état fondamental, l'angle le plus ouvert l'état excité auquel le système parvient en absorbant l'énergie ΔE donnée par la différence des 2 valeurs :

$$\Delta E = \gamma \hbar B_0 \quad [1-1]$$

c) Mouvement de précession

■ Moment microscopique $\vec{\mu}$

L'orientation du moment n'est pas le seul mouvement provoqué par la présence du champ. On peut, en effet, montrer (cf. annexe II p. 96) que la relation existant entre les moments magnétique et cinétique d'une particule implique une rotation de celle-ci, ainsi que de son moment magnétique, autour de la direction du champ. Ce mouvement, appelé **précession**, est identique à celui d'une toupie (figure 1-8) qui, tout en tournant rapidement sur elle-même, est animée spontanément d'un mouvement de rotation plus lent autour de la verticale, lorsque son axe est incliné par rapport à celle-ci.

On peut établir (cf. annexe II p. 101), par des calculs de mécanique classiques, qui restent valables pour les moments des particules bien que celles-ci soient soumises, en fait, à la mécanique quantique, que la précession s'effectue à une vitesse angulaire ω répondant au produit du champ par le rapport gyromagnétique. On aboutit ainsi à la **relation de Larmor** qui, pour un champ $\vec{B}_0$, s'écrit en ne considérant que les modules :

$$\omega_0 = \gamma B_0$$

■ Moment macroscopique $\vec{M}$

Dans la mesure où tous les moments microscopiques $\vec{\mu}$ d'un même voxel sont soumis à un même champ $\vec{B}_0$, leur précession s'effectue à la même vitesse. Leur résultante macroscopique $\vec{M}$ tourne, par suite, également à cette vitesse, définie par la relation de Larmor. Cette dernière précession ne peut se manifester, cependant, que dans la mesure où $\vec{M}$ quitte sa position initiale parallèle à $\vec{B}_0$.

On donne le nom de fréquence de Larmor à la fréquence de rotation correspondante, c'est-à-dire, en ne conservant que les valeurs absolues, à la quantité ν_0 définie par :

$$\nu_0 = \omega_0 / 2\pi = \gamma B_0 / 2\pi$$

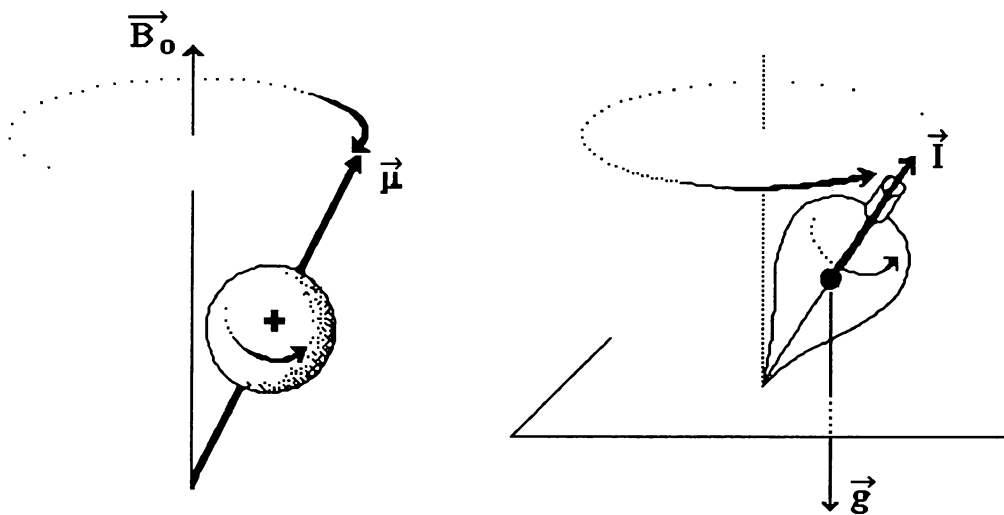


FIGURE 1-8 Mouvement de précession d'une toupie ou d'un spin élémentaire.

Le champ magnétique agit sur le moment magnétique et le moment cinétique de spin de la particule de la même façon que le champ de gravité agit sur la masse et le moment cinétique de la toupie.

On devrait, en toute rigueur, distinguer :

- **la vitesse angulaire** de rotation ω , ou pulsation, exprimée en radian par seconde (rad s^{-1}), qui s'applique à un mouvement de rotation et
- **la fréquence** ν , ou nombre de périodes par seconde, exprimée en hertz (Hz), qui s'applique à un phénomène périodique .

En fait, étant donné les possibilités de décomposition des phénomènes périodiques en fonctions sinusoïdales et la représentation de ces dernières sur le cercle trigonométrique, on considère souvent que ν , qui correspond alors à un nombre de tours par seconde, est assimilable à une vitesse de rotation dont l'unité serait 2π radian par seconde. On écrit donc :

$$\omega = 2\pi \nu$$

CHAPITRE 2

Résonance magnétique (action sur le système champ-moment)

1. RESONANCE

a) Notion générale de résonance

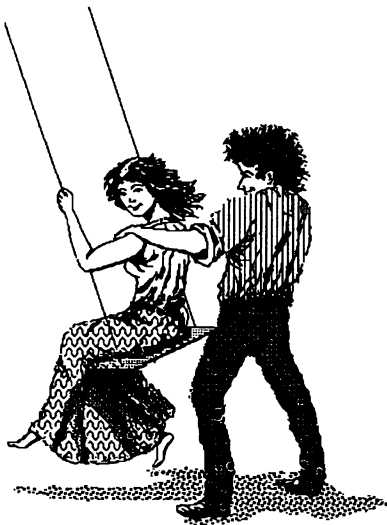


FIGURE 2-1. La balançoire ne peut fonctionner que si elle reçoit des impulsions au même rythme que son propre balancement.

De nombreux systèmes présentent un état lié à une périodicité temporelle. Tel est le cas, par exemple, d'une balançoire oscillant à sa fréquence propre ou d'une série de diapasons vibrant mécaniquement chacun à des fréquences différentes $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots$ (ou do, ré, mi, fa, ...) ; tel est également le cas d'une série de systèmes champ-moment caractérisés par des vitesses angulaires de rotation $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \dots$. Les possibilités d'échange énergétique entre de tels systèmes et un agent extérieur sont en général soumises à un accord entre leur fréquence propre ou, ce qui revient au même, leur vitesse de rotation propre, et une certaine périodicité de l'agent extérieur.

Ainsi (figure 2-1), chacun peut constater que pour amplifier le mouvement d'une balançoire, il faut la pousser à la même cadence que son propre balancement et non de façon anarchique. De même (figure 2-2), les vibrations d'un diapason accordé sur le mi ne peuvent exciter dans une série d'autres diapasons que celui donnant également le mi. C'est cette nécessité d'accord entre la fréquence du système receveur et celle de l'agent extérieur que l'on traduit par la notion de résonance.

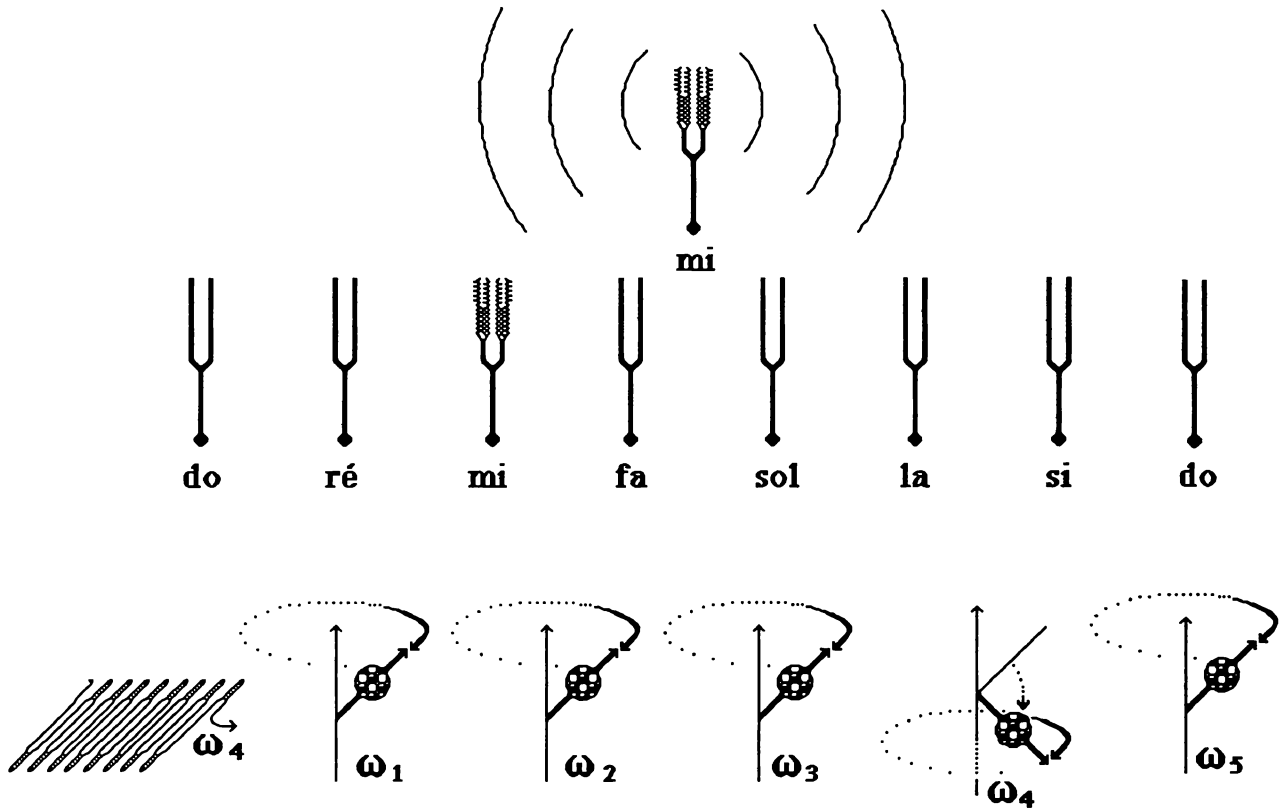


FIGURE 2-2 . Résonance. De même qu'un diapason donnant le mi ne fait résonner, parmi d'autres diapasons, que celui donnant la même note ; de même une onde de fréquence ω_4 ne fait entrer en résonance que le système champ-moment ayant la même fréquence de Larmor ω_4 .

De façon générale, lorsqu'une résonance se produit, deux systèmes sont en présence. Leur interaction est par ailleurs caractérisée par deux phénomènes.

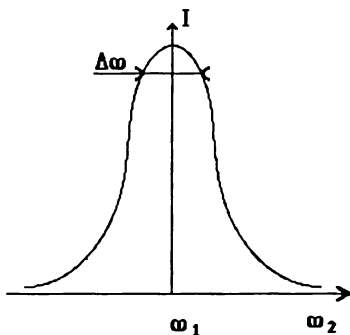


FIGURE 2-3 . Résonance.

Un système de fréquence ω_2 variable échange de l'énergie avec un système de fréquence ω_1 fixe. L'intensité I des échanges passe par un maximum pour $\omega_1 = \omega_2$.

Le premier est un échange d'énergie entre les deux systèmes, échange susceptible de s'effectuer alternativement dans un sens et dans l'autre. Lorsqu'un enfant pousse une balançoire en cadence, on a d'une part une phase où sa main appuie sur la balançoire pour la faire descendre, d'autre part une phase où cette dernière remonte en repoussant la main. Ce que la main fournit dans la première phase serait compensé par ce qu'elle reçoit durant la seconde s'il n'y avait les frottements. Nous retrouverons un échange analogue en résonance magnétique.

Le deuxième phénomène touche les variations de l'intensité I des échanges d'énergie en fonction de la différence entre les fréquences ω_1 et ω_2 des deux systèmes. L'échange est maximal pour $\omega_1 = \omega_2$. De part et d'autre de ω_1 , existe un certain domaine de fréquence $\Delta\omega$ pour lequel cet échange est encore important avant de décroître fortement (figure 2-3). Ces particularités sont à rapprocher du fait que chacun des deux systèmes est, en fait, caractérisé non par une fréquence unique mais par une petite bande de

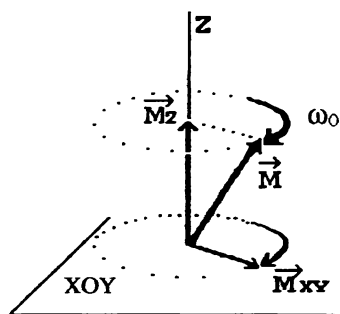


FIGURE 2-4. Décomposition de l'aimantation en 2 composantes : $\vec{M}_z$ immobile et $\vec{M}_{xy}$ participant à la précession.

$\vec{M}_z$ dépend du déséquilibre entre les 2 populations n_1 et n_2 . $\vec{M}_{xy}$ dépend de la mise en phase relative des moments élémentaires en précession (fig. 2-6).

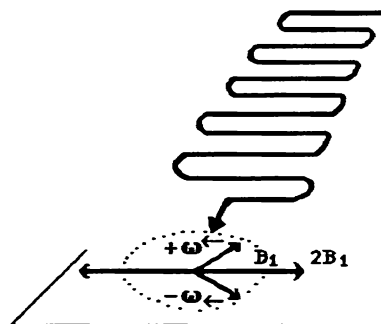


FIGURE 2-5. Une onde électromagnétique sinusoïdale est équivalente à un champ magnétique tournant.

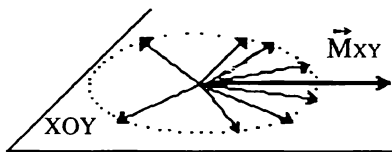


FIGURE 2-6 Projection des moments $\vec{\mu}$ dans le plan XOY. C'est leur mise en phase qui crée $\vec{M}_{xy}$.

fréquences d'une certaine largeur $\Delta\omega$. Seul un phénomène parfaitement sinusoïdal et persistant indéfiniment pourrait avoir une fréquence précise, c'est-à-dire une largeur de bande nulle. En résonance magnétique, on verra toute l'importance de cette notion de largeur de bande, dont va dépendre l'épaisseur des coupes ainsi que le niveau de la réponse pour telle ou telle partie du milieu biologique à explorer.

b) Résonance magnétique nucléaire

Le système considéré est naturellement le système champ-moment, caractérisé par sa fréquence de Larmor $\omega_0 = \gamma B_0$. Son étude est celle de l'évolution du moment $\vec{M}$. Il est commode, pour apprécier cette évolution, de décomposer $\vec{M}$ en 2 composantes orthogonales : $\vec{M}_z$ parallèle au champ $\vec{B}_0$ qui correspond à la position d'équilibre de $\vec{M}$ vue précédemment, apparemment immobile selon l'axe de la précession, et $\vec{M}_{xy}$ qui apparaît lors de la résonance, tournant dans le plan XOY perpendiculaire à $\vec{B}_0$ et traduit pleinement la précession et (figure 2-4).

L'agent extérieur à envisager est : soit un champ magnétique tournant $\vec{B}_1$ pour la physique classique traitant des mouvements de la résultante macroscopique $\vec{M}$, soit une onde électromagnétique, c'est-à-dire des photons pour la mécanique quantique traitant des mouvements des moments élémentaires $\vec{\mu}$, intéressants à considérer pour comprendre celui de $\vec{M}$. Photons ou onde électromagnétique, d'une part, et champ tournant, d'autre part, ne sont d'ailleurs, en fait, que deux images d'une même réalité. On sait, en effet, (figure 2-5) qu'une onde électromagnétique $2B_1 \cos \omega t$ crée en un point un champ magnétique variable, identique à celui qui résulterait de la somme de deux champs de module B_1 tournant en sens inverse l'un de l'autre, avec des vitesses de même valeur absolue ω . Soumis à un tel système de deux champs, un moment magnétique ($\vec{M}$ ou $\vec{\mu}$) précessant à la vitesse $+\omega$ ne pourrait subir l'influence du champ tournant en sens contraire car il serait sollicité alternativement par des couples de sens opposés. Seul compterait celui qui, tournant dans le même sens à la vitesse $+\omega$, le solliciterait toujours de la même façon.

Pour l'une et l'autre conception, classique ou quantique, les effets sont, d'une part, des échanges énergétiques, d'autre part, des actions sur les phases de rotation. Les premiers modifient les valeurs relatives des populations n_1 et n_2 (cf. p. 12) ; ils affectent par suite la valeur du module M_z qui s'annule pour $n_1 = n_2$. Les seconds rassemblent plus ou moins en paquet les moments élémentaires $\vec{\mu}$ durant leur rotation. Ils affectent en conséquence la valeur du module M_{xy} dont la présence est liée à l'existence d'un certain degré de mise en phase des moments $\vec{\mu}$ (figure 2-6).

2. ACTION DU CHAMP TOURNANT OU DE L'ONDE ELECTROMAGNETIQUE EQUIVALENTE

a) Etude générale

■ Aspect classique macroscopique

Appliqués à l'interaction entre un moment $\vec{M}$, en précession autour d'un champ $\vec{B}_0$, et un champ tournant $\vec{B}_1$ extérieur, les calculs effectués en mécanique classique (cf. annexe II p. 102) aboutissent à deux notions.

Concernant les échanges énergétiques, ils montrent que $\vec{B}_1$ est susceptible de modifier l'angle $(\vec{M}, \vec{B}_0)$, donc d'échanger de l'énergie avec le système (champ $\vec{B}_0$ -moment $\vec{M}$), que cet échange peut s'effectuer dans les deux sens (ouverture ou fermeture de l'angle) et que l'effet est maximal lorsque la vitesse de rotation ω de $\vec{B}_1$ passe par la valeur ω_0 de la vitesse de précession. On dit qu'il y a alors résonance entre le champ $\vec{B}_1$ et le système (champ $\vec{B}_0$ -moment $\vec{M}$) : $\omega = \omega_0 = \gamma B_0$.

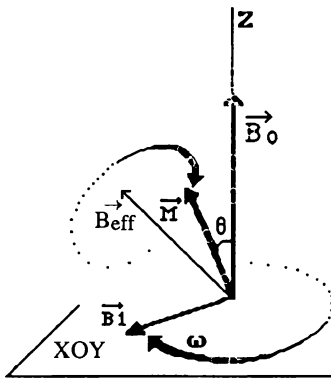


FIGURE 2-7. Lorsque $\vec{B}_1$ tourne à une vitesse ω différente de $\omega_0 = \gamma B_0$, $\vec{M}$ précesse autour d'un 3ème vecteur, $\vec{B}_{eff}$ combinaison de $\vec{B}_0$ et de $\vec{B}_1$ (cf. annexe II p. 98). De là, à la fois des variations de l'angle θ et de la phase de rotation.

Concernant la phase de rotation, ils montrent que le moment macroscopique $\vec{M}$ entre dans un mouvement compliqué de double précession comportant alternativement des avances et des retards de phases par rapport à $\vec{B}_1$.

■ Interprétation quantique

Concernant les échanges énergétiques, on admet que seuls peuvent être échangés avec le système (champ $\vec{B}_0$ -moment $\vec{\mu}$) des quanta d'énergie électromagnétique de valeur $h\nu$ tels que $h\nu = \Delta E$, où h représente la constante de Planck et ΔE la différence entre les énergies d'interaction correspondant aux deux angles que peuvent prendre les moments $\vec{\mu}$ par rapport à $\vec{B}_0$. Le calcul permet de prévoir que les échanges peuvent avoir lieu dans les deux sens, c'est-à-dire qu'à côté d'une absorption de photon par le système champ-moment, il peut se produire un phénomène d'émission stimulée sous l'influence de l'onde, phénomène tout à fait analogue à celui sur lequel repose le fonctionnement des lasers. Lors d'une absorption, le moment $\vec{\mu}$ bascule de sa position formant avec $\vec{B}_0$ l'angle le plus faible à la position formant l'angle le plus grand. Lors d'une émission stimulée, il retourne à la position caractérisée par l'angle le plus faible (figure 2-8).

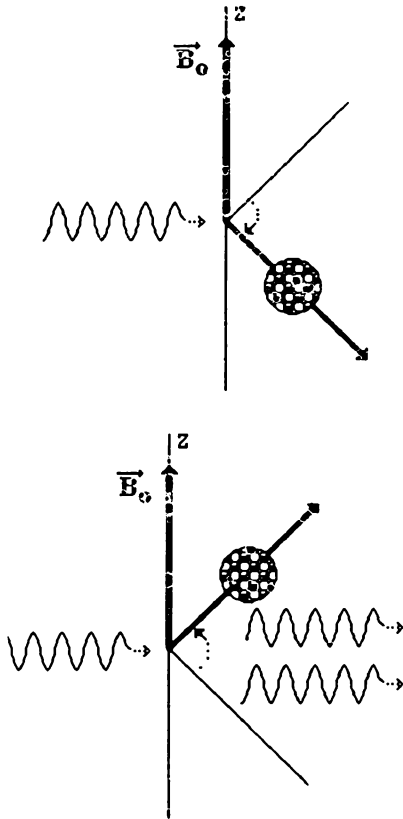


FIGURE 2-8. Les échanges d'énergie entre une onde et le système champ-moment se traduisent par des bascules du moment $\vec{\mu}$:

- en haut, absorption d'un photon d'énergie $h\nu = \Delta E$
- en bas, émission d'un photon d'énergie $h\nu = \Delta E$ stimulée par un autre photon de même énergie $h\nu = \Delta E$.

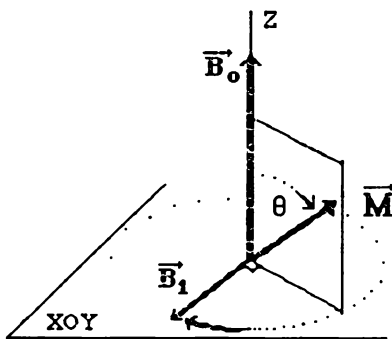


FIGURE 2-9 A la résonance, le moment macroscopique $\vec{M}$ s'écarte de $\vec{B}_0$ selon un angle θ proportionnel au temps.

Etant données, par ailleurs, les définitions respectives de h et $\hbar$ ($h = 2\pi\hbar$), ainsi que de ω et ν ($\omega = 2\pi\nu$), la relation $\Delta E = h\nu$, compte tenu de l'expression [1-1] page 13 de ΔE , retombe naturellement pour la pulsation ω de cette onde sur la valeur de la vitesse de précession, c'est-à-dire sur : $\omega_0 = \gamma B_0$.

Concernant la phase, la mécanique quantique prévoit que l'onde peut : soit mettre en phase les moments $\vec{\mu}$, c'est-à-dire les regrouper en partie durant leur précession, ce qui accroît le module M_{XY} ; soit au contraire les déphaser les uns par rapport aux autres, c'est-à-dire les disperser pour leur donner une position aléatoire autour de $\vec{B}_0$, ce qui diminue le module M_{XY} (figure 2-6).

b) Etude à la résonance (excitation)

Alors qu'en spectrométrie in vitro on utilisait, au début, une onde dont on faisait varier la fréquence de façon continue pour déceler différentes fréquences de résonance, en imagerie on emploie une onde radio intense, brève et dont la fréquence correspond à la résonance. Une telle onde est appelée **impulsion**. Elle est naturellement équivalente à un champ magnétique B_1 tournant durant un court instant à la fréquence de Larmor.

■ Aspect classique macroscopique

La physique classique montre que, sous l'effet d'un champ $\vec{B}_1$ tournant à la vitesse de résonance $\omega_0 = \gamma B_0$ et appliqué brutalement, le moment $\vec{M}$ quitte sa position initiale le long de $\vec{B}_0$ pour décrire une spirale descendante. Les calculs (cf. annexe II p. 103) indiquent qu'il reste durant son trajet dans un plan perpendiculaire à $\vec{B}_1$ et tournant comme $\vec{B}_1$ à la vitesse de résonance ω_0 . Ils montrent également (figure 2-9) que, à l'intérieur de ce plan tournant, $\vec{M}$ décrit une rotation autour de $\vec{B}_1$ en prenant par rapport à $\vec{B}_0$ un angle θ croissant en fonction du temps τ selon : $\theta = \gamma B_1 \tau$. Sa trajectoire décrit, ainsi, une spirale (figures 2-10 et 3-4) qui correspond, en fait, à une double précession s'effectuant simultanément autour de $\vec{B}_0$ à la vitesse γB_0 et autour de $\vec{B}_1$ à la vitesse γB_1 .

Sur le plan énergétique, cette approche classique indique que le système (champ-moment) reçoit de l'énergie par l'intermédiaire de $\vec{B}_1$ lorsque θ varie de 0 à π , puis restitue cette énergie durant le demi-tour suivant.

En ce qui concerne la phase, elle indique seulement que $\vec{M}$ se décale de $\pm \pi/2$ par rapport à $\vec{B}_1$.

■ *Interprétation quantique*

La physique quantique sépare un peu plus les phénomènes concernant l'énergie de ceux portant sur la phase des moments élémentaires $\vec{\mu}$; elle permet ainsi de mieux se représenter les mécanismes aboutissant aux observations effectuées sur $\vec{M}$ (figure 2-10).

Concernant les échanges énergétiques, elle montre que l'onde de pulsation $\omega_0 = \gamma B_0$ déclenche au début plus d'absorptions de photons que d'émissions stimulées d'où une égalisation des populations n_1 et n_2 , qui amène la résultante $\vec{M}$ perpendiculairement à sa position initiale, puis leur inversion, qui inverse également $\vec{M}$. A partir de cette position, les émissions l'emportant sur les absorptions, le système retourne vers son état initial après être passé par une nouvelle égalisation de n_1 et n_2 .

Concernant la phase avec laquelle les différents moments élémentaires $\vec{\mu}$ précessent autour de $\vec{B}_0$, les calculs prévoient, selon la valeur du produit de la durée τ de l'impulsion par son amplitude B_1 , des alternances de déphasage et de rephasage responsables de la valeur de la composante transversale.

c) Impulsions de 90° et 180°

En imagerie RMN, deux valeurs de l'angle θ sont très fréquemment employées :

— $\theta = \pi/2$, pour lequel on dit que le système a reçu une "impulsion de 90°" et se trouve en état de **saturation**^①,

— $\theta = \pi$, pour lequel on dit que le système a reçu une "impulsion de 180°" et se trouve en état **d'inversion**.

D'autres valeurs de θ , inférieures à 90°, sont par ailleurs employées dans des techniques particulières, dites d'imagerie rapides ; elles permettent un gain de temps notable moyennant une certaine perte d'information.

L'angle θ variant selon $\theta = \gamma B_1 \tau$, on règle en pratique pour des raisons de commodité instrumentale l'importance de la bascule en agissant sur l'intensité B_1 du champ, plutôt que sur sa durée d'action τ .

^① Après une impulsion de 90°, la disparition de l'aimantation longitudinale, et donc l'impossibilité de faire apparaître de nouveau de l'aimantation transversale, était interprétée jadis en spectrométrie comme traduisant une certaine saturation du système.

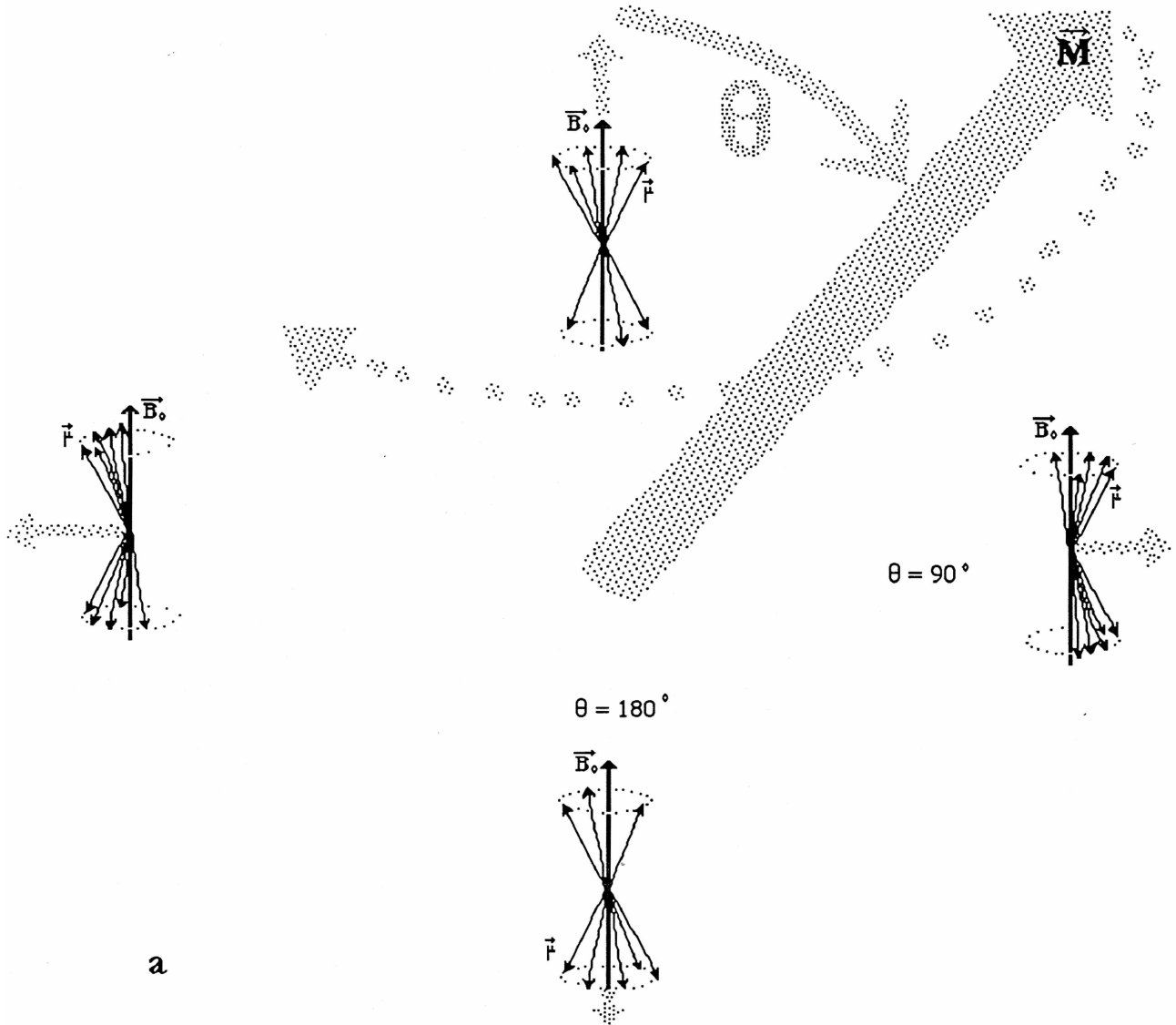
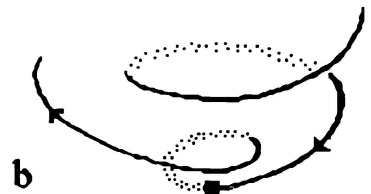


FIGURE 2-10. Effet d'impulsions de durée, ou d'amplitude, variable sur une population de moments $\vec{\mu}$ ainsi que sur leur somme $\vec{M}$.

Au début (a), l'onde de pulsation $\omega_0 = \gamma B_0$ déclenche plus d'absorptions de photons que d'émissions stimulées et les bascules des moments élémentaires aboutissent à une égalité des populations n_1 et n_2 pour la durée d'application correspondant à l'impulsion de 90° . Simultanément, une mise en phase relative s'est opérée, faisant apparaître une composante transversale de module M_{xy} qui participe à la précession. Le moment macroscopique $\vec{M}$ décrit donc une spirale descendante.

Lorsque l'onde est appliquée plus longtemps, la prédominance des absorptions persiste tout en s'atténuant et l'on aboutit à une inversion des populations à un moment où les phases sont redevenues aléatoires. La résultante $\vec{M}$ se trouve alors amenée à l'inverse de sa position de départ ce qui correspond à une impulsion de 180° . Pour des durées supérieures (b), les émissions stimulées redevenant plus nombreuses que les absorptions, les populations n_1 et n_2 s'égalisent de nouveau tandis qu'un rephasage relatif apparaît, avant que le système ne retourne à sa position initiale. Durant ce retour, $\vec{M}$ remonte selon une trajectoire de spirale ascendante.

On peut se rendre compte que la combinaison des deux phénomènes, de bascule des moments microscopiques et de modification de leur phase, aboutit à des orientations dans l'espace dont la résultante correspond effectivement à la position donnée par la mécanique classique pour un moment macroscopique $\vec{M}$ considéré comme une entité physique et non plus seulement comme une somme de vecteurs élémentaires.



CHAPITRE 3

Relaxation (retour spontané à l'équilibre)

1. SIGNAL RMN

Considérons l'état de répartition des moments microscopiques $\vec{\mu}$, ainsi que la position de leur somme macroscopique $\vec{M}$, après une excitation par une impulsion ; puis étudions comment s'effectue l'évolution spontanée du système.

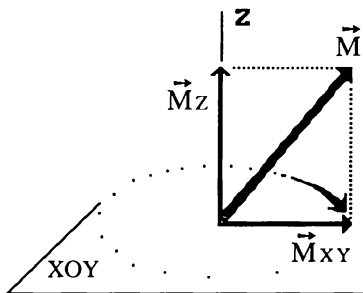


FIGURE 3-1. Décomposition de l'aimantation $\vec{M}$ en une composante longitudinale $\vec{M}_z$ immobile le long de l'axe Z et une composante $\vec{M}_{xy}$ participant à la précession.

L'ensemble des moments $\vec{\mu}$ tournant autour de $\vec{B}_0$, leur somme $\vec{M}$, dans la mesure où elle n'est plus parallèle à $\vec{B}_0$, tourne également autour de $\vec{B}_0$. On dit qu'elle est entrée en précession libre à l'arrêt de l'excitation.

Pour étudier l'évolution de $\vec{M}$, on considère, en pratique, comme précédemment ses deux composantes :

— $\vec{M}_z$, appelée aimantation longitudinale, restée parallèle à $\vec{B}_0$ et qui, de ce fait, ne peut participer à la précession,

— $\vec{M}_{xy}$, appelée aimantation transversale, perpendiculaire à la précédente et qui tourne, de ce fait, dans le plan XOY à la vitesse de précession : $\omega_0 = \gamma B_0$ (figure 3-1).

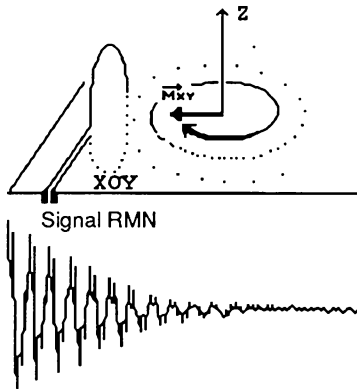


FIGURE 3-2. Une bobine dont l'axe est dans le plan XOY permet d'enregistrer le signal RMN.

Une technique classique d'étude de l'aimantation consiste à utiliser une bobine aux bornes de laquelle la rotation du moment magnétique transversal $\vec{M}_{xy}$ fait apparaître une différence de potentiel alternative de même fréquence que la précession : un tel dispositif fonctionne de la même façon qu'un générateur de courant alternatif. Le signal obtenu, est appelé **signal RMN** qu'il s'agisse de la décroissance initiale communément dénommée **FID** (*Free Induction Decay*) ou des **échos** que l'on peut faire réapparaître (cf. p. 55). Ce signal étant maximal lorsque l'axe de la bobine est perpendiculaire à celui de la rotation, c'est-à-dire situé dans le plan XOY, on désigne souvent ce dernier sous le nom de **plan de mesure** (figure 3-2).

Dans la réalisation d'une image, c'est ce signal que l'on enregistre et ce sont les paramètres définissant certaines de ses caractéristiques, notamment celles concernant son évolution, dont la répartition géographique détermine les éléments de la représentation graphique.

On donne, par ailleurs, souvent aux bobines employées le nom d'antenne en raison de leur technologie particulière, due au fait que la valeur de la fréquence ω du signal à détecter se trouve dans le domaine des ondes radio. On a cependant pu faire remarquer que les caractéristiques d'une antenne radio devaient avant tout la rendre apte à une détection aussi délocalisée que possible et à grande distance, alors qu'en RMN on recherche principalement une détection localisée et à courte distance.

2. ASPECT MACROSCOPIQUE DE LA RELAXATION

Pour expliquer les modalités selon lesquelles le moment macroscopique $\vec{M}$ retourne spontanément à sa position d'équilibre après une excitation, Bloch fit deux hypothèses que l'on peut traduire par les deux relations différentielles ci-après :

$$\begin{aligned} dM_z &= \frac{1}{T_1} (M_{z,0} - M_z) dt \\ dM_{xy} &= \frac{-1}{T_2} M_{xy} dt \end{aligned} \quad [3-1]$$

où les paramètres utilisés ont les significations suivantes :

t	temps écoulé depuis l'arrêt de l'excitation à l'instant τ pris comme nouvelle origine,
T1	constante caractéristique du milieu, dite temps de relaxation longitudinale ou spin-réseau,
T2	constante caractéristique du milieu, dite temps de relaxation transversale ou spin-spin,

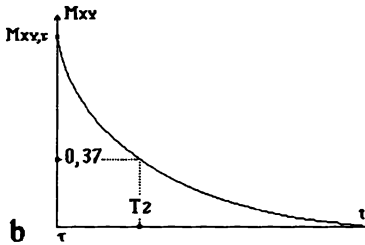
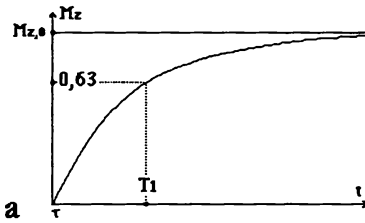


FIGURE 3-3. Evolution des composantes du moment macroscopique $\vec{M}$ durant la relaxation, après une impulsion de 90° qui amène l'aimantation dans le plan XOY au temps τ :

a - croissance du module de la composante longitudinale jusqu'à la valeur d'équilibre $M_{z,0}$ prise comme unité ;

b - décroissance du module de la composante transversale à partir de la valeur $M_{xy,\tau}$ prise comme unité.

On remarquera les valeurs 0,63 et 0,37 qui correspondent respectivement à une évolution pendant une durée égale à chaque temps de relaxation.

$M_{z,0}$ valeur du module de la composante de $\vec{M}$ selon le champ $\vec{B}_0$ avant toute excitation, c'est-à-dire à l'équilibre (instant 0),

M_{xy} valeur du module de la composante située dans le plan de mesure,

dM_z variation infiniment petite de M_z (différentielle de M_z),

dM_{xy} variation infiniment petite de M_{xy} (différentielle de M_{xy}).

Dans le cas particulier où le retour à l'équilibre fait suite à une impulsion de 90° pour laquelle, $\vec{M}$ étant dans le plan de mesure, on a $M_z = 0$ à l'instant τ , ces relations donnent les relations suivantes en accord avec l'observation (figure 3-3) :

$$M_z = M_{z,0} (1 - e^{-\frac{t}{T_1}}) \quad [3-2]$$

$$M_{xy} = M_{xy,\tau} e^{-\frac{t}{T_2}} \quad [3-3]$$

Les expressions différentielles [3-1] expriment simplement que les deux composantes $\vec{M}_z$ et $\vec{M}_{xy}$ augmentent et diminuent respectivement proportionnellement à l'écart par rapport à leur position d'équilibre et avec des constantes de proportionnalité $1/T_1$ et $1/T_2$ différentes. Cela évoque l'existence de deux mécanismes différents et aléatoires, l'importance quantitative de chacun étant à chaque instant proportionnelle à un nombre d'éléments susceptibles d'entrer en jeu. On désigne souvent les constantes $1/T_1$ et $1/T_2$ par les termes de **taux de relaxation** ou de **vitesse de relaxation**.

En pratique dans les milieux biologiques, les valeurs rencontrées pour T_2 (de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes) sont très inférieures à celles de T_1 (plusieurs centaines de millisecondes) ; en sorte que la décroissance de M_{xy} est beaucoup plus rapide que la restauration de M_z .

De ce fait, durant la relaxation, $\vec{M}$ décrit une spirale ascendante inscrite sur une surface en forme de pavillon de trompette et non plus sur une sphère comme durant l'excitation (figure 3-4).

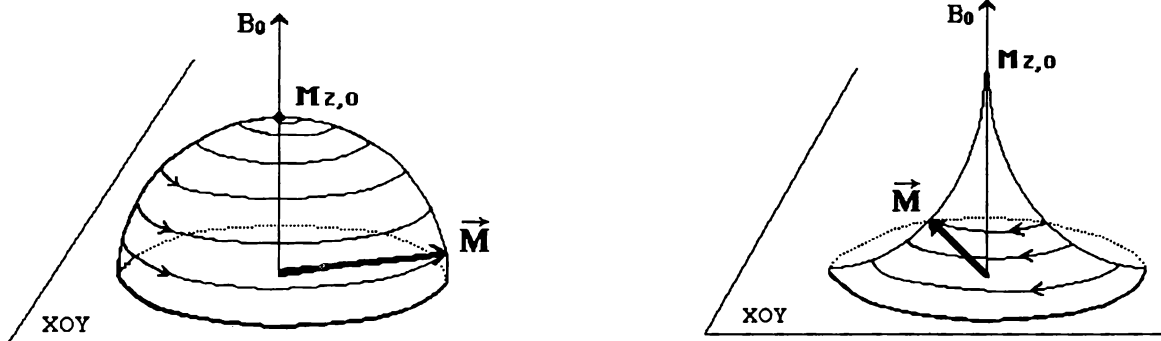


FIGURE 3-4. Durant l'excitation, à gauche, l'aimantation décrit une spirale en restant sur une sphère ; durant la relaxation, à droite, elle décrit une surface en forme de pavillon de trompette.

Les différences observées entre l'excitation et la relaxation appellent quelques remarques. Lorsque l'extrémité de $\vec{M}$ descend en restant sur une sphère, durant l'excitation, **un seul agent extérieur** agit sur le système champ-moment : le champ tournant $\vec{B}_1$ équivalent à une onde électromagnétique. Bien qu'il s'adresse, à la fois aux bascules des moments $\vec{\mu}$ qui modifient $\vec{M}_z$ et à leurs phases qui modifient $\vec{M}_x$, ces deux parties de son action restent coordonnées, ce qui maintient la constance du module M , constance nécessaire à la conduite des calculs en mécanique classique (cf. annexe II p. 102 et 103). Durant la relaxation, par contre, on verra (cf. infra) que deux agents extérieurs différents et indépendants sont en jeu : d'une part un champ tournant assimilable à une onde de fréquence ω_0 , qui agit de la même façon que $\vec{B}_1$ à la fois sur $\vec{M}_z$ et $\vec{M}_{xy}$ en maintenant la constance de M , d'autre part un champ permanent n'agissant que sur l'aimantation transversale $\vec{M}_{xy}$, qui modifie les vitesses de précession et dont les inhomogénéités diminuent le module M_{xy} . De là une relaxation en T_2 toujours plus rapide que celle en T_1 , mais qui tend à s'en rapprocher dans les milieux où les champs permanents ont une importance relative moindre.

3. INTERPRETATION MICROSCOPIQUE DE LA RELAXATION

Les données de la physique quantique permettent de comprendre ce que traduisent les constatations expérimentales macroscopiques précédentes.

La restauration de la composante longitudinale à sa valeur $\vec{M}_z,0$ correspond à un phénomène de bascule des moments élémentaires $\vec{\mu}$ (figure 3-6) qui tendent, en libérant de l'énergie dans le milieu environnant, à revenir à la répartition initiale des deux populations n_1 et n_2 de la loi de Boltzmann (cf. p.12).

La décroissance de la composante transversale M_{xy} correspond, de son côté, à un phénomène de déphasage des moments élémentaires $\vec{\mu}$ qui en affecte une quantité par unité de temps dM_{xy} / dt proportionnelle au nombre de moments en phase, représenté par M_{xy} . L'existence de $\vec{M}_{xy}$ implique, en effet, la présence d'un certain degré de mise en phase des moments $\vec{\mu}$ durant leur précession (figures 3-5 et 3-6).

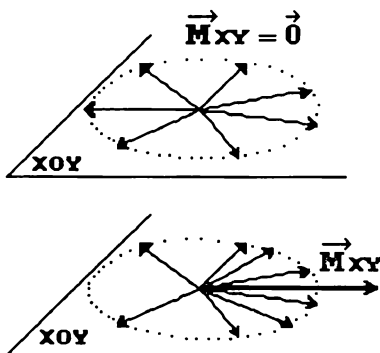


FIGURE 3-5 .

En haut : les projections des moments $\vec{\mu}$ ayant des phases aléatoires, aucune résultante macroscopique n'apparaît dans le plan XOY .

En bas : l'existence d'une mise en phase relative fait apparaître une aimantation transversale résultante.

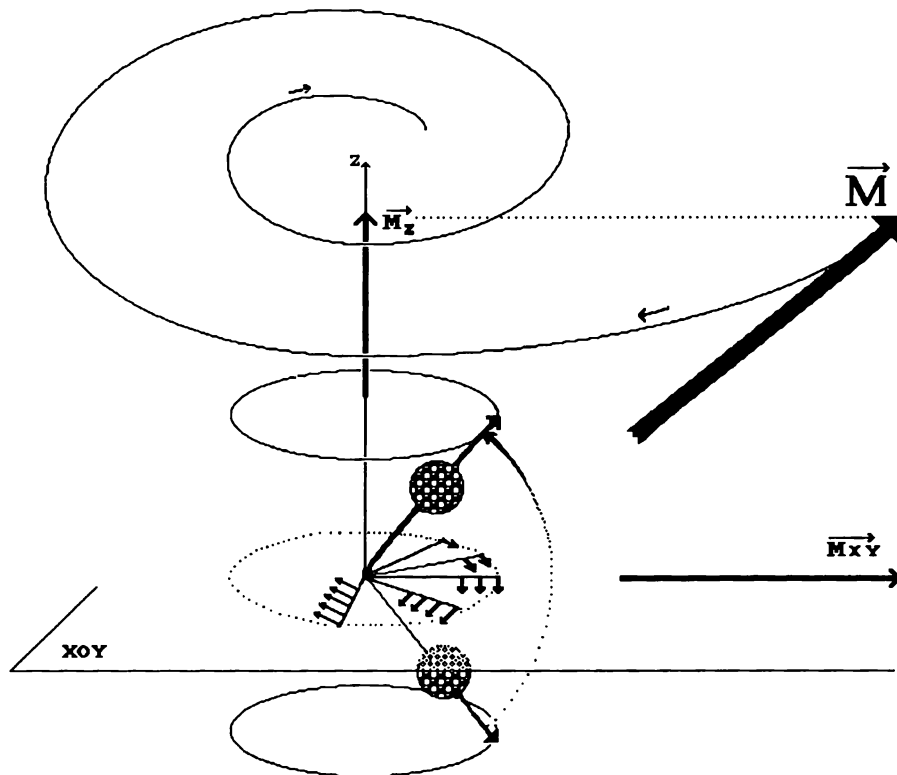


FIGURE 3-6. Le retour de $\vec{M}$ selon une spirale ascendante correspond à l'association de bascules, responsables de la "repousse" de $\vec{M}_z$, et de déphasages, responsables de la décroissance de $\vec{M}_{xy}$.

La figure représente un moment basculant de bas en haut et la projection de cinq moments se déphasant en raison de vitesses de rotation différentes (vitesses dont l'importance est marquée par le nombre des flèches).

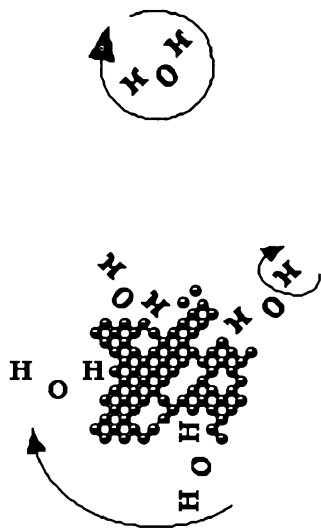


FIGURE 3-7 Les molécules et macromolécules des milieux biologiques sont animées de mouvements de rotation plus lents que ceux de l'eau pure. Elles entraînent dans cette rotation leur eau liée dont les atomes d'hydrogène peuvent, en outre, tourner autour de l'axe les reliant à l'atome d'oxygène.

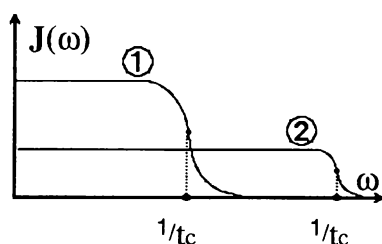


FIGURE 3-8 Répartition, en fonction de la fréquence ω , des émissions correspondant à deux milieux de viscosité différente : une solution macromoléculaire en ①, de l'eau pure en ②.

La densité spectrale $J(\omega)$ est plus élevée dans le cas de la solution macromoléculaire dont la viscosité interdit la présence de fréquences aussi grandes que pour l'eau pure.

4. SIGNIFICATION PHYSICOCHIMIQUE DE T1 ET T2

a) Fluctuations du champ local, temps de corrélation

Dans le milieu environnant, existe un grand nombre de molécules qui, en changeant de position sous l'effet de l'agitation thermique, modifient en permanence l'orientation des moments magnétiques de leurs atomes et créent ainsi des fluctuations de champ magnétique locales. Entre deux chocs, on peut considérer qu'elles possèdent un mouvement de rotation uniforme (figure 3-7), responsable d'une émission électromagnétique de courte durée, c'est-à-dire d'une impulsion, de fréquence déterminée. Ces émissions sont aléatoires et nombreuses, ce qui confère à leur spectre de fréquence un caractère continu.

L'allure générale de ces spectres (figure 3-8) peut se définir à l'aide d'un paramètre unique correspondant à l'inverse de la fréquence du point d'inflexion de la courbe spectrale $J(\omega)$. On peut montrer que ce paramètre, appelé **temps de corrélation** (t_c), représente la durée moyenne séparant deux chocs subis par une même molécule, c'est-à-dire la durée moyenne des impulsions émises, durée dont dépend le contenu fréquentiel de chaque impulsion (cf. p. 42).

L'étendue spectrale dépend de l'état physicochimique du milieu considéré. Pour de petites molécules comme celles de l'eau pure, peu liées, aisément mobiles, susceptibles de tourner facilement, propriétés que l'on résumera en disant que l'on est en présence d'un temps de corrélation bref, le spectre est assez étendu vers les fréquences élevées. Pour les éléments cinétiques des solutions macromoléculaires, au contraire, dans lesquelles l'hydratation et les interactions de voisinage constituent des causes de viscosité, les mouvements sont plus lents, ce qui se traduit par un allongement du temps de corrélation. Les ondes électromagnétique émises par les molécules présentent alors un spectre moins étendu vers les fréquences élevées (figures 3-8 et 3-9). De façon générale, on peut montrer que la largeur du spectre est inversement proportionnelle à t_c .

Des considérations thermodynamiques indiquent, par ailleurs, que la surface du spectre, qui est liée à l'énergie thermique du milieu, peut être considérée comme constante à une température donnée pour un nombre de molécules donné, la courbe $J(\omega)$ représentant une distribution de fréquences entre les molécules. En conséquence, la hauteur $J(\omega)$ du spectre, appelée densité spectrale, varie en sens inverse de sa largeur ; de là, pour différents milieux, des valeurs de $J(\omega)$ d'autant plus élevées que le spectre est moins étendu vers les grandes fréquences.

b) Signification de T1

A priori, la relaxation longitudinale due aux bascules des moments élémentaires retournant à leur position d'origine pourrait relever de 2 mécanismes : un retour spontané analogue à l'émission de fluorescence, ou un retour par émission stimulée. La théorie indique cependant que seul le deuxième mécanisme est à prendre en considération : la fluorescence qui donne des durées de vie d'état excité chiffrées en fractions de millisecondes pour le visible, conduirait ici, en raison de la valeur extrêmement faible de l'énergie de transition ΔE (cf. p. 13), à des durées plusieurs millions de fois supérieures à l'âge du monde.

Il s'agit d'une interaction entre le système champ $\vec{B}_0$ -moment $\vec{\mu}$ et le milieu environnant (appelé parfois réseau, d'où la terminologie de **relaxation spin-réseau**). L'émission est déclenchée par le rayonnement issu des fluctuations du champ magnétique local. La constante de proportionnalité $1/T_1$ des relations de Bloch (cf. p. 26), qui conditionne le nombre de bascules par unité de temps, représente en fait la valeur de la densité spectrale $J(\omega)$ pour la fréquence particulière $\omega_0 = \gamma B_0$ de résonance.

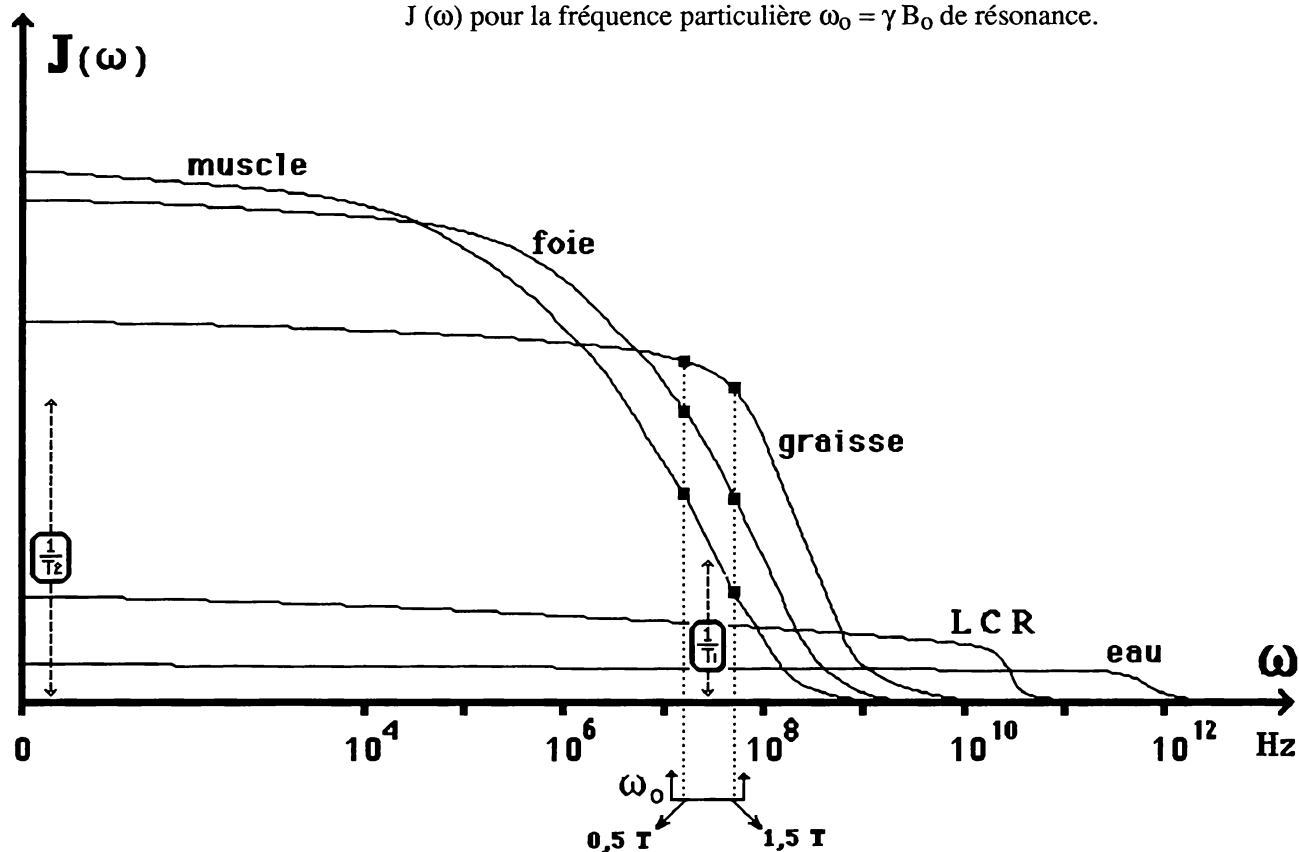


FIGURE 3-9. Spectre d'émission de quelques tissus sous l'effet de l'agitation thermique. Les taux de relaxation $1/T$, appelés aussi vitesse de relaxation, sont proportionnels à l'amplitude $J(\omega)$ du spectre pour la fréquence intéressée. Ainsi :

- T_1 est inversement proportionnel à la valeur de $J(\omega)$ pour la fréquence de résonance ω_0 ,
- T_2 est inversement proportionnel à la valeur $J(0)$ de l'ordonnée à l'origine de $J(\omega)$.

En pratique, pour l'eau pure et les milieux qui s'en approchent, le spectre des fréquences émises atteint des valeurs de l'ordre de 10^{12} Hz, bien plus importantes que les fréquences $\omega_0 / 2\pi$ utilisées en imagerie par RMN, fréquences de l'ordre de 10^7 Hz : pour le proton $\gamma / 2\pi = 42 \text{ MHz T}^{-1}$ et les champs usuels vont de 0,3 à 2 T. La valeur $J(\omega)$ correspondant à $\omega_0 / 2\pi$ est en conséquence relativement faible (figure 3-9), ce qui entraîne une valeur T1 assez élevée, dépassant la seconde.

Pour les tissus biologiques, par contre, milieux beaucoup plus structurés, le spectre s'arrête à des valeurs de l'ordre de quelques centaines de MHz, un peu supérieures aux fréquences de résonance ω_0 des protons. Cette dernière se trouve alors (figure 3-9) dans une région du spectre où $J(\omega)$ est non seulement plus important que précédemment, ce qui conduit à des valeurs de T1 plus faibles, de l'ordre de quelques centaines de millisecondes, mais encore relativement dépendant de la fréquence, la courbe spectrale présentant une pente notable à ce niveau. On est ainsi conduit à des valeurs de T1 dépendant également de la fréquence, c'est-à-dire de la valeur B_0 du champ utilisé.

Le taux de relaxation $1/T1$ étant proportionnel à la hauteur du spectre $J(\omega)$, des tissus différents, ou des états physiopathologiques différents d'un même tissu, donnent lieu à des valeurs différentes de T1. Ces dernières sont à l'origine des variations de contraste des images pondérées en T1, ainsi que peut-être de possibilités de caractérisation tissulaire.

c) Signification de T2

Durant la précession libre, les déphasages des différents moments $\vec{\mu}$ responsables de la décroissance de MXY ont pour origine des défauts d'homogénéité du champ magnétique local : des moments voisins soumis à des champs différents ont des vitesses de précession différentes ; ils tournent donc en se déphasant. Ces défauts d'homogénéité sont notamment dus aux moments magnétiques des atomes voisins. Diminuant, en fonction de la distance R selon $1/R^3$ (cf. page 87), ils sont très localisés, ce qui les rend fortement dépendant de la configuration physicochimique et par suite différents d'un tissu à l'autre.

Certaines de ces inhomogénéités fluctuent sous l'effet de l'agitation thermique à des fréquences nettement supérieures à la fréquence de précession ; de telle sorte que leur effet moyen sur les déphasages reste nul. D'autres fluctuent, au contraire, à des fréquences suffisamment faibles pour qu'un déphasage important, responsable d'une décroissance notable de l'aimantation transversale, se manifeste au moment de l'enregistrement. Ces fréquences sont en pratique suffisamment proches de l'origine du spectre ($\omega=0$) pour que l'on puisse représenter l'importance de leur effet par son

TISSUS	T1 (ms)		T2 (ms)
	0,5T	1,5 T	
Muscle	550	870	45
Coeur	580	865	55
Foie	325	490	50
Rein	495	650	60
Rate	495	650	58
Graisse	215	262	85
Subst. gr.	655	920	100
Subst. bl.	540	785	90

TABLEAU 3-1. Ordre de grandeur de quelques temps de relaxation d'après la littérature.

ordonnée à l'origine $J(0)$. On admet, en conséquence, que la constante $1/T_2$ des relations de Bloch, qui rend compte de ces déphasages par unité de temps, est proportionnelle à $J(0)$.

On peut cependant remarquer que $J(0)$ correspond, en toute rigueur, à des inhomogénéités permanentes, telles que celles dues aux petites imperfections de construction de l'aimant. Ce sont d'ailleurs ces dernières qui sont responsables de la différence entre le temps de relaxation observé T_2^* et le temps de relaxation vrai T_2 ; et c'est précisément parce que les inhomogénéités d'origine physicochimique fluctuent de façon notable, alors que celles de l'aimant restent constantes, que leur séparation est possible à l'aide de la technique dite écho de spin étudiée plus loin (cf. p. 55).

d) Conséquences de la forme du spectre $J(\omega)$

Pour les liquides, qui présentent un temps de corrélation t_c faible, c'est-à-dire des fréquences élevées, et par suite une valeur $J(\omega)$ faible et relativement constante d'un bout à l'autre du spectre (cf. figure 3-9), les temps de corrélation T_1 et T_2 sont longs et différent très peu l'un de l'autre. Lorsque t_c augmente, (c'est-à-dire lorsque les fréquences moyennes diminuent, ce qui est le cas des milieux plus structurés, plus visqueux), les valeurs de T_1 et T_2 diminuent simultanément, tandis que $J(\omega)$ augmente.

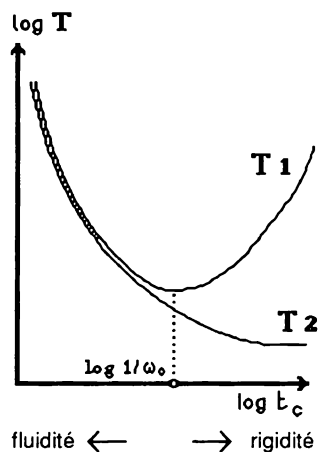


FIGURE 3-10. Evolution de T_1 et T_2 en fonction du temps de corrélation t_c pour une même fréquence ω_0 .

L'existence du point d'inflexion, sur la courbe $J(\omega)$ de la figure 3-7 se traduit par une remontée de T_1 lorsque t_c dépasse $1/\omega_0$.

On remarquera, par ailleurs, que T_2 reste toujours inférieur à T_1 , ce qui est normal puisque la relaxation en T_1 entraîne toujours un déphasage alors que la relaxation en T_2 peut s'effectuer sans incidence sur les bascules.

Lorsque $1/t_c$ s'approche de la fréquence de résonance ω_0 , T_1 diminue un peu moins vite que T_2 puis augmente, car la valeur de $J(\omega)$ à prendre en compte commence à diminuer. Le rapport T_2/T_1 devient très inférieur à 1 lorsque l'extrémité du spectre se rapproche de ω_0 . Proche de 1 pour les liquides biologiques dont les propriétés rappellent celles de l'eau, il est inférieur à 0,1 pour les tissus usuels et variable d'un tissu à l'autre (figure 3-10).

La forme du spectre explique également que, pour un même tissu, T_1 puisse varier de façon notable en fonction de la fréquence : ω_0 se trouve en général dans une région du spectre proche de son extrémité, où la pente est importante. Cette région est par ailleurs peu éloignée des points de croisement des spectres des différents tissus que l'on cherche à représenter, de là des possibilités de variation des contrastes en fonction de la fréquence, c'est-à-dire du champ utilisé.

Le fait que T_2 reste lié à l'ordonnée à l'origine explique enfin qu'il reste pratiquement indépendant de la valeur du champ utilisé.

5. MODE D'ACTION DES PRODUITS DE CONTRASTE

De la même façon qu'en radiologie des substances à forte teneur en iode renforcent le contraste des tissus qui les concentrent, en augmentant l'absorption des rayons X à leur niveau ; de la même façon en IRM, des substances raccourcissant les temps de relaxation conduisent à un renforcement local du contraste qui peut faciliter l'interprétation des images.

Deux modes d'action sur les contrastes peuvent être décrits en IRM : la diminution simultanée de T1 et T2 par les ions paramagnétiques et la diminution spécifique de T2 par la constitution de forts gradients de champ locaux, ou effet de confinement.

a) Action des ions paramagnétiques

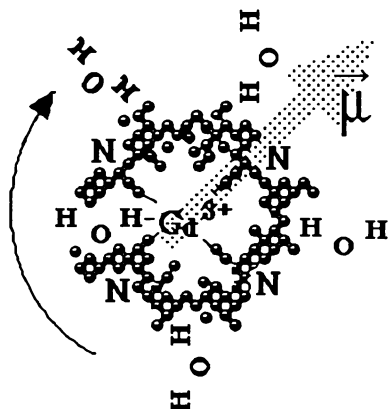


FIGURE 3-11. Mode d'action du complexe gadolinium-DOTA

L'ion gadolinium possède un moment μ important, dû à la présence de ses électrons célibataires.

La rotation du chélate de gadolinium et de son eau liée est, par ailleurs, beaucoup plus lente que celle de l'eau libre en raison de l'importance du volume de l'élément cinétique constitué.

Le spectre des fréquences émises par la rotation de l'ensemble se trouve, par suite, à la fois intense et décalé vers les faibles valeurs.

Le complexe, qui enferme l'ion Gd^{3+} à l'intérieur du volume constitué par son cycle à 4 atomes d'azote, possède 1 site de coordination interne pour 1 molécule d'eau fortement liée ainsi que plusieurs autres périphériques pour des molécules moins liées.

Le plus employé des ions paramagnétiques est une terre rare, le gadolinium Gd^{3+} qui, du fait des 7 électrons célibataires d'une de ses couches internes, possède un moment magnétique électronique important (cf. p. 94). Trop toxique à l'état libre, l'ion est administré sous forme de chélate d'acide diéthylène triamine penta-acétique (DTPA), ou d'acide tétra-azacyclododécane tétra-acétique (DOTA). L'abaissement des temps de relaxation a deux origine : d'une part l'importance du moment magnétique du complexe formé qui, bien qu'inférieur à celui de l'ion libre reste très supérieur à celui d'un proton de l'eau, d'autre part, l'importance du temps de corrélation τ_c de l'élément cinétique constitué par l'ion, la molécule chélatrice et leur eau liée, auquel sa taille impose des fréquences de rotation plus faibles que celle de l'eau libre (figure 3-11), d'où un déplacement du point d'inflexion de la courbe $J(\omega)$ correspondante.

Ces deux effets se combinent pour augmenter les ordonnées de $j(\omega)$ à la fois à l'origine, ce qui diminue T2, et pour la fréquence de résonance ω_0 , ce qui diminue T1. Ces augmentations sont sensiblement égales en valeurs absolues pour $1/T1$ et $1/T2$, les taux de relaxation qui sont proportionnels aux ordonnées de $J(\omega)$; elles conduisent cependant à une diminution beaucoup plus importante en valeurs relatives pour T1 que pour T2, en raison des différences d'ordre de grandeur de ces deux temps de relaxation (cf. tableau III-1). L'effet des ions paramagnétiques tels que Gd^{3+} se traduit donc essentiellement par un renforcement du signal sur les séquences pondérées en T1.

b) Effet de confinement

Lorsque, en présence d'un champ extérieur B_0 , des substances fortement paramagnétiques se trouvent confinées dans un espace restreint, des gra-

dients de champ magnétique importants règnent au voisinage de cet espace. Par suite, les protons appartenant à des molécules diffusant dans ces gradients présentent une accentuation des déphasages responsables de la décroissance de l'aimantation transversale M_{xy} . De là une action spécifique sur T2, sans incidence sur T1. Du fait de la valeur des gradients obtenus et des distances parcourues par diffusion durant la réalisation d'un écho de spin, ce type de séquence (cf. page 55) ne peut supprimer cet effet, qui s'accroît lorsque TE augmente. Il s'accroît également, par ailleurs, avec l'intensité B_0 du champ extérieur en raison de son origine paramagnétique.

Bien que cette action spécifique sur T2 par l'intermédiaire de gradients ait pu être évoquée à propos de chélates de gadolinium confinés, en particulier dans les capillaires cérébraux, elle est surtout le fait des substances superparamagnétiques (cf. page 95) qui possèdent une aimantation induite beaucoup plus importante. Tels sont, par exemple, les microcristaux d'oxyde de fer qui, sous forme de colloïdes d'une fraction de microns, sont phagocytés par les cellules réticuloendothéliales où ils restent bloqués, entraînant une disparition très rapide des signaux des images pondérées en T2 de tissus tels que le foie ou la rate alors que les lésions, dépourvues de telles cellules, restent encore visibles.

c) Exemples de produits de contraste spontané, images d'hématome

Durant son évolution, l'hématome passe par plusieurs phases illustrant bien les mécanismes précédents.

Pendant les premiers jours, à l'intérieur des hématies encore entières, l'oxyhémoglobine se transforme en désoxyhémoglobine, ce qui donne 4 électrons célibataires à son ion ferreux Fe^{2+} , au lieu d'un seul pour la forme oxygénée, et lui confère un caractère fortement paramagnétique, alors que la molécule oxygénée est pratiquement diamagnétique. Confiné à l'intérieur des hématies, ce paramagnétisme est responsable de gradients importants entraînant, par le mécanisme d'action spécifique sur le T2 vu précédemment, une diminution locale du signal sur l'ensemble de l'hématome.

Par la suite, en 3 semaines environ, la désoxyhémoglobine se transforme en méthémoglobine, l'ion ferreux étant oxydé en ion ferrique Fe^{3+} qui possède 5 électrons célibataires, confère à la molécule un caractère paramagnétique et lui permet de s'hydrater, ce qui était difficile à la forme précédente. Simultanément, la lyse des hématies libère le complexe hydraté qui se trouve responsable d'une action simultanée sur les deux temps de relaxation, avec prédominance sur T1, comme pour un chélate de gadolinium.

Lors d'une 3^e phase, pouvant durer plusieurs mois, les produits de dégradation de la méthémoglobine, en particulier la ferritine et l'hémosidérine qui contiennent des microcristaux d'hydroxyde ferrique paramagnétique sont phagocytés à la périphérie de l'hématome par des macrophages qui, en les confinant, conduisent sur les images pondérées en T2 à un halo d'atténuation du signal entourant la lésion par action spécifique sur le T2.

CHAPITRE 4

Localisation spatiale

Tel qu'il a été vu jusqu'ici, le signal RMN apporte plusieurs informations de caractère physicochimique, mais il s'agit d'informations globales, intéressant l'ensemble de la matière étudiée. Il ne permet ni de déterminer le site de l'émission ni, par conséquent, d'effectuer la représentation spatiale indispensable à la réalisation d'une image.

La localisation du lieu d'émission d'un signal, c'est-à-dire le repérage d'un petit élément de volume, ou **voxel**, de l'organe étudié, implique (figure 4-1) un codage portant sur les trois dimensions de l'espace (codage 3d). Elle comporte donc, en pratique, trois codages élémentaires unidimensionnels (1d). On ne dispose, par ailleurs, pour effectuer ces derniers, que de deux instants différents : celui de l'excitation et celui de l'enregistrement. On devra donc, a priori, s'attendre à devoir multiplier les prises d'information pour résoudre le problème du troisième codage.

On envisagera successivement :

- le principe général du codage de l'espace par la fréquence,
- son application à la sélection d'une coupe de l'organe étudié,
- puis le problème plus délicat de la localisation d'un voxel sur la coupe.

1. CODAGE DE L'ESPACE PAR LA FREQUENCE

a) Principe du codage

Le signal enregistré conduit, grâce à son intensité, à la représentation de T_1 , ρ , T_2 ou $f(v)$ (cf. p. 49). Ce faisant, sa fréquence reste inutilisée, mis à part le fait qu'elle permet de choisir la nature de l'élément auquel on s'adresse, le noyau d'hydrogène en l'occurrence. La séparation de deux éléments fait intervenir des différences de fréquence importantes, suffisamment grandes pour permettre d'utiliser, dans le voisinage de la fréquence caractéristique d'un élément donné, toute une série de petites variations susceptibles de correspondre chacune à une position le long d'un axe.

Ainsi (figure 4-2), autour de la fréquence de l'hydrogène qui est de $42,58 \cdot 10^6$ Hz pour un champ de 1 T (cf. p. 8 et 20), alors que l'élément chimique dont la fréquence est la plus voisine, le fluor 19, est à $40 \cdot 10^6$ Hz, il est possible d'attribuer une variation de 100 Hz par millimètre, ce qui pour les 30 cm d'une image moyenne n'utilise que $3 \cdot 10^4$ Hz : il suffit de faire varier le champ de $100/42,58 \cdot 10^6$ (soit $2,348 \cdot 10^{-6}$) tesla par millimètre. Si les 30 cm sont découpés en 256 voxels (cf. p. 9), comme c'est souvent le cas, on aura 117 Hz par voxel et chacun d'eux mesurera 1,17 mm.

La variation de champ correspondant à un tel codage de l'espace par la fréquence s'effectue de façon simple en ajoutant au champ principal

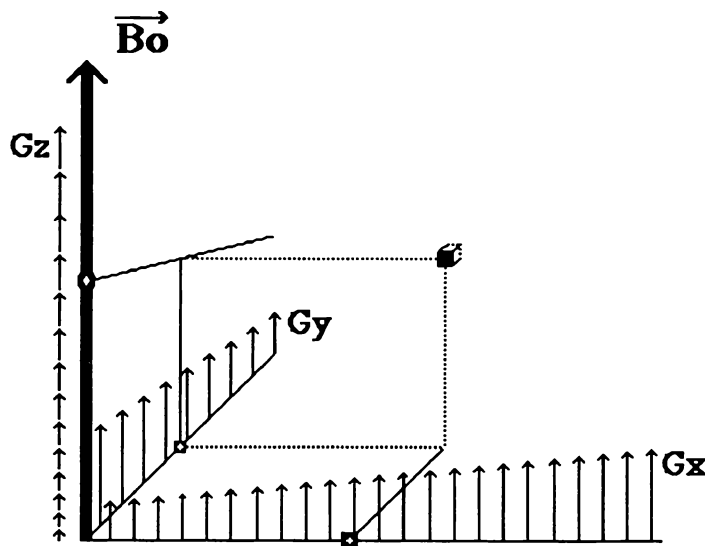


FIGURE 4-1. La localisation spatiale de l'information nécessite le codage des trois dimensions de l'espace : X, Y et Z. Cela peut s'effectuer au moyen de trois gradients de champ magnétique G_x , G_y , G_z appliqués successivement selon les trois directions concernées.

On ne confondra pas la **direction du champ**, qui reste la même pour chaque gradient, et la **direction des gradients** définie par celle de la progression.

$\vec{B}_0$ un champ accessoire $\vec{G}_D(d)$, qui reste parallèle à $\vec{B}_0$, mais dont l'intensité augmente proportionnellement à la distance d dans une direction D (figures 4-1 et 4-2). La direction D peut correspondre soit à l'un des trois axes de référence, X, Y, Z, d'un repère orthogonal dans lequel Z représente, selon l'habitude, à la fois l'axe du corps et la direction du champ, soit une direction quelconque, le gradient $\vec{G}_D$ résultant alors de l'application simultanée de trois gradients élémentaires en X, Y et Z.

De façon générale, on peut écrire :

$$B = B_0 + G_D d \quad \text{et} \quad \omega = \gamma (B_0 + G_D d)$$

relations où G_D , appelé **gradient**, représente le taux de croissance du champ en fonction de la distance d (figure 4-1).

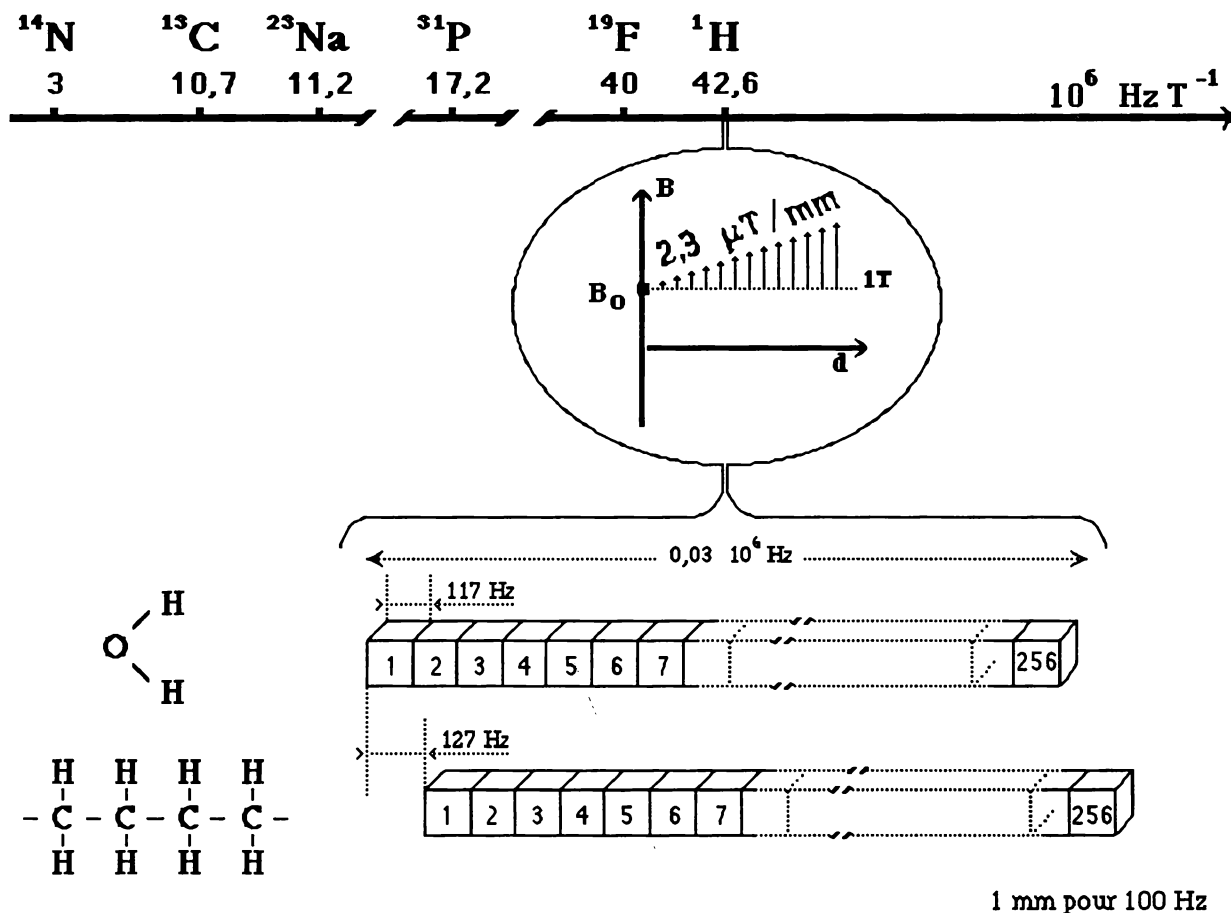


FIGURE 4-2. Au voisinage de la fréquence du proton, sans s'approcher de celle des éléments voisins, il est possible de trouver une petite bande de fréquence suffisante pour coder, au mm près, plusieurs dizaines de cm (30 cm sur l'exemple choisi). Pour celui-ci, le décalage chimique entre les protons de l'eau et ceux des lipides est, par ailleurs, un peu supérieur à 1 voxel (cf. p. 40).

b) Décalage chimique

On a vu, en étudiant la signification du temps de relaxation transversal T_2 (cf. p. 32), que la configuration chimique de l'entourage d'un proton donné modifie légèrement la valeur du champ magnétique auquel il est soumis. Ainsi, entre les protons de l'eau, voisins d'un oxygène, et ceux des graisses, proches d'un carbone, existe une petite différence de champ local, proportionnelle au champ extérieur $\vec{B}_0$ et s'élevant à 3 pour 1 million (3 ppm) de celui-ci. Dans le cas du champ précédent de 1 T, cela entraîne une différence de fréquence voisine de 125 Hz à laquelle correspond un décalage spatial de 1,2 mm soit un peu plus d'un voxel (figure 4-2). Augmentant avec l'intensité du champ principal, ce phénomène qui porte le nom de **décalage chimique** est déjà perceptible à partir de 1 T et pourrait devenir gênant si des techniques de correction n'étaient pas utilisées au-delà de 1,5 T.

2. PREMIER CODAGE OU SELECTION D'UNE COUPE

L'utilisation, durant l'application de l'impulsion d'excitation de 90° , du principe de localisation précédent permet de sélectionner le plan dont on va faire l'image. Lorsqu'on associe, de la sorte, une impulsion à un gradient pour limiter son action à un seul plan de coupe, on lui donne le nom d'**impulsion sélective**.

L'épaisseur Δd de la coupe est proportionnelle à la largeur $\Delta\omega$ de la bande de fréquence de l'impulsion et inversement proportionnelle au gradient G_D (figure 4-3). Le niveau de la coupe est ajusté, par rapport au point de symétrie $d = 0$ fixe pour chaque appareil, à l'aide d'une variation de fréquence $\delta\omega$ appropriée.

L'orientation de la coupe est a priori quelconque. Il suffit que le gradient soit établi selon la direction D perpendiculaire au plan de coupe souhaité, ce que l'on peut réaliser sans trop de difficultés en combinant plusieurs gradients G_x , G_y , G_z appliqués simultanément. En pratique cependant, les trois orientations principales, **transversale** (perpendiculaire à l'axe cranio-caudal du corps), **sagittale** (parallèle à un profil) et **coronale** (parallèle à une vue de face), sont les plus employées.

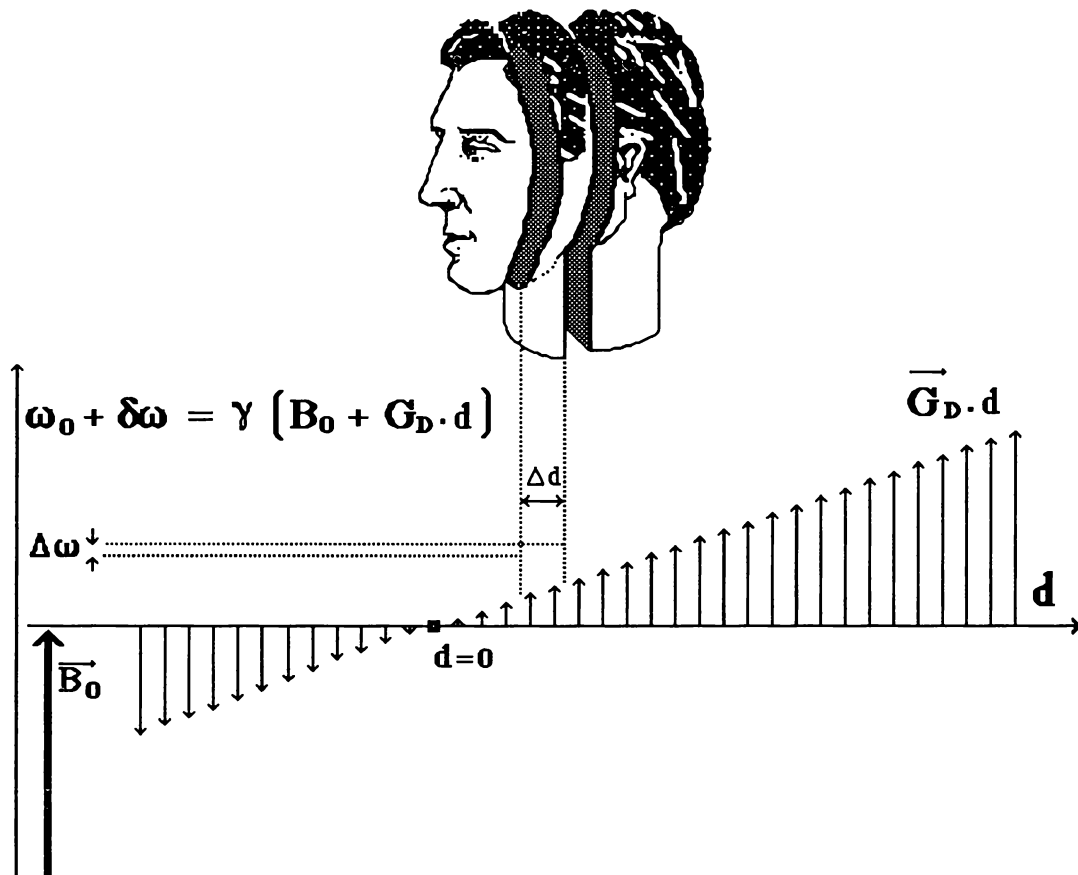


FIGURE 4-3. Utilisation d'un gradient G_D selon une direction D sagittale pour sélectionner une coupe coronale. La somme des 2 modules de champ B_0 et $G_D \cdot d$ confère aux seuls protons de la coupe, choisie à la distance d , la fréquence de résonance correspondant à la fréquence $\omega = \omega_0 + \delta\omega$ de l'impulsion. L'épaisseur Δd de la coupe est définie par la valeur du gradient G_D ainsi que par la largeur $\Delta\omega$ de la bande de fréquence de l'impulsion (cf. fig. suivante) ; sa position est donnée par la valeur de $\delta\omega$.

Il serait important, pour sélectionner correctement une coupe, de pouvoir disposer d'une onde excitatrice dont la bande de fréquence soit un échelon rectangulaire : tous les spins de la coupe tourneraient alors d'un angle θ de même valeur, lorsqu'on cherche à les faire basculer dans le plan de mesure. La réalisation d'une telle onde est théoriquement possible, autour d'une fréquence ω_0 donnée, à l'aide d'une opération dite de **mise en forme**. Celle-ci consiste à faire moduler une onde de type $\sin \omega_0 t$ par une fonction $(\sin at) / at$, où a représente la demi-largeur du créneau cherché. L'obtention d'une forme réellement rectangulaire nécessiterait, cependant, d'appliquer l'onde pendant une durée trop importante pour la rendre utilisable en pratique. En raccourcissant le temps d'application, c'est-à-dire en supprimant un certain nombre des lobes latéraux de la fonction $(\sin at) / at$ (figure 4-4), on donne une forme trapézoïdale au créneau de fréquence. Les bords de la coupe présentent de ce fait un caractère dégradé, certains spins compris à l'intérieur de ses limites tournant insuffisamment, alors que d'autres situés au-delà tournent trop.

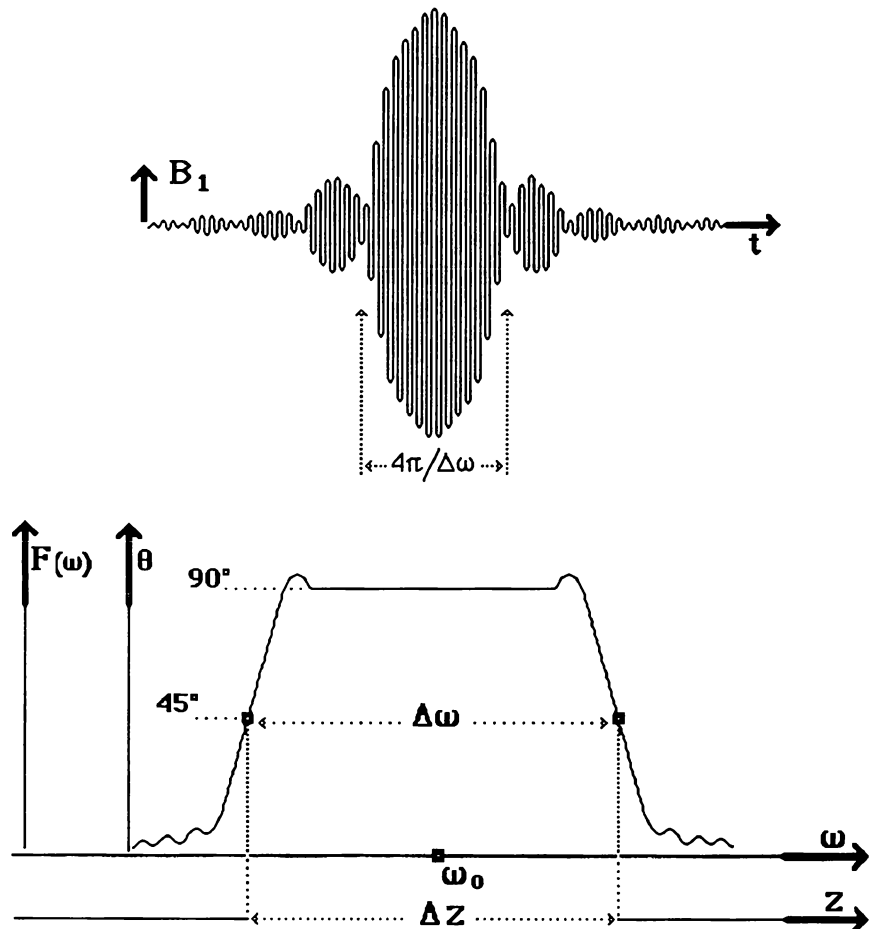
FIGURE 4-4

En haut. Impulsion de fréquence ω_0 mise en forme pour donner un échelon de fréquence $\Delta\omega$ rectangulaire.

La mise en forme, qui fait appel à la transformation de Fourier (cf. note ② p. 44), consiste à faire moduler une onde de type $B_1 \cos \omega_0 t$ par une fonction :

$$\frac{\sin \frac{\Delta\omega}{2} t}{\frac{\Delta\omega}{2} t}$$

En bas. Faute de pouvoir appliquer l'onde pendant une durée suffisante, on obtient en raison de la suppression d'un certain nombre de lobes latéraux un créneau trapézoïdal et non pas rectangulaire. Les angles portés correspondent à la rotation des spins de la tranche sélectionnée.



3. LOCALISATION D'UN POINT SUR UNE COUPE

La sélection d'une coupe ayant été effectuée, au moment de l'excitation, au moyen d'une impulsion sélective, il reste à effectuer au moment de l'enregistrement, la localisation des signaux sur cette coupe. Cette opération comprend deux temps : durant la réception des signaux, un codage des abscisses X et des ordonnées Y, puis durant la constitution de l'image, les décodages correspondants.

De façon générale, on peut prévoir que la détermination des $(n \times m)$ informations nécessaires à la constitution de l'image représentée par une matrice de n lignes et m colonnes nécessitera l'enregistrement de $(n \times m)$ ^① données. Le problème est le même que celui de la détermination de N inconnues, qui nécessite l'utilisation de N équations indépendantes. Dans le cas particulier d'une image au format (256×256) , la masse des données indépendantes à enregistrer est importante, supérieure à 65 000. Heureusement, ainsi qu'on va le voir, le codage par la fréquence associé à un décodage par transformation de Fourier autorise la prise simultanée d'un nombre important d'informations, dans le cas particulier 256 en un seul enregistrement. Il n'en reste pas moins qu'il faut s'attendre à avoir à multiplier les enregistrements, en pratique à en effectuer 256 ou 128 selon le format choisi, pour arriver à la quantité requise par la constitution de l'image.

a) Localisation le long des X à l'aide de la fréquence

◆ CODAGE

D'une façon analogue à celle qui a permis de sélectionner la coupe, l'utilisation d'un gradient G_x permet de faire correspondre une certaine plage de fréquence à une étendue donnée de distances le long de l'axe des X. L'enregistrement du signal RMN conduit alors à une courbe $f(t)$ se présentant sous l'aspect d'un interférogramme constitué par une somme de fonctions dont les fréquences sont respectivement proportionnelles aux abscisses des points d'émission.

① En toute rigueur, seules des valeurs relatives étant utilisées, la théorie montre que l'on pourrait se contenter de $(n \times m) - 1$ données.

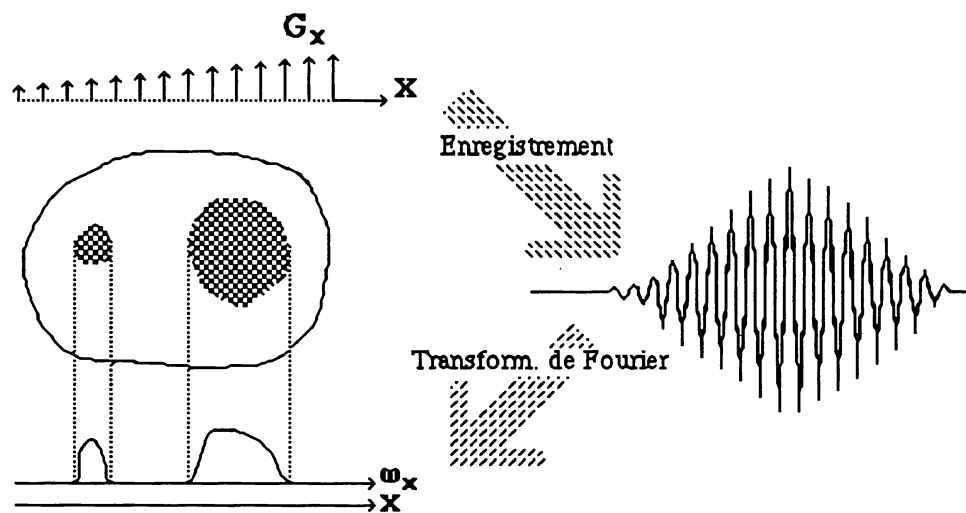
◆ DECODAGE, TRANSFORMATION DE FOURIER

Appliquée à la fonction $f(t)$ précédente, la transformation de Fourier^② aboutit à une fonction $F(\omega)$ qui représente la répartition des intensités en fonction des fréquences ω . Ce dernier paramètre étant, du fait du codage, proportionnel aux distances le long des X, la transformée $F(\omega)$ est en fait l'image d'une projection de la coupe sur un axe parallèle à la direction du gradient G_x (figure 4-5). Ainsi qu'on l'a vu (cf. p. 38), une telle projection peut donner la valeur du signal correspondant aux 256 voxels répartis sensiblement de millimètre en millimètre.

b) Localisation le long des Y

Deux méthodes sont possibles pour terminer la localisation par la détermination de l'ordonnée le long des Y, à partir de projections obtenues comme précédemment. Toutes deux reposent sur la multiplication des projections.

FIGURE 4-5. L'application d'un gradient G_x durant l'enregistrement conduit à un interférogamme qui, par transformation de Fourier^②, donne une projection de la coupe sur un axe parallèle à la direction des X.



② TRANSFORMATION DE FOURIER

Soit une fonction $f(t)$ quelconque. On peut montrer qu'il est toujours possible de la reproduire à l'aide d'une somme appropriée, au besoin infinie, de fonctions périodiques de fréquences différentes, du type : $A_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + A_2 \sin(\omega_2 t + \varphi_2) + A_3 \sin(\omega_3 t + \varphi_3) \dots$. L'amplitude A des différents termes de cette somme constitue une fonction de la fréquence $F(\omega)$ appelée **transformée de Fourier** de la fonction $f(t)$; la transformée représente en quelque sorte le spectre de fréquence de $f(t)$. Des algorithmes rapides permettent à l'aide d'un ordinateur usuel de passer d'une fonction à sa transformée en quelques millisecondes.

A titre d'exemple, la fonction en $(\sin at)/at$ utilisée pour la mise en forme de l'impulsion d'excitation (cf. fig. 4-3) a pour transformée l'échelon rectangulaire de fréquence que l'on désire obtenir.

■ Utilisation d'angles de projection multiples et de rétroprojections

◆ CODAGE

On effectue, en changeant chaque fois l'angle d'application du gradient G_x , une série comportant autant d'enregistrements qu'il y a de lignes dans l'image : 256 pour un format 256x256 ou 128 pour un format 128x256. On dispose ainsi d'autant de projections de la coupe, obtenues chacune sous un angle différent (figure 4-6).

◆ DECODAGE

La reconstruction de l'image s'effectue en replaçant les projections sous le même angle que lors des prises d'information, puis en étalant uniformément la valeur de chaque point des projections dans une direction perpendiculaire. La superposition des différentes rétroprojections reproduit l'image de la coupe moyennant quelques opérations de traitement d'information complémentaire.

Déjà utilisée couramment en tomodesitométrie lorsque l'IRM est apparue, cette technique de localisation fut la première employée en résonance magnétique. Elle est cependant moins performante, en ce qui concerne la résolution des images que la méthode de codage par la phase décrite ci-après.

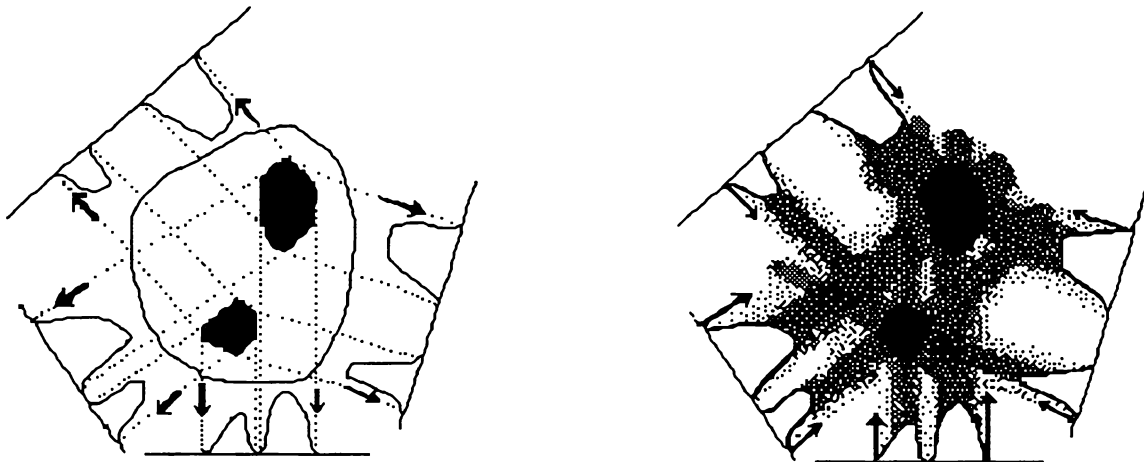


FIGURE 4-6. **A gauche** : codage par multiplication des angles de projection. **A droite** : décodage par rétroprojections multiples.

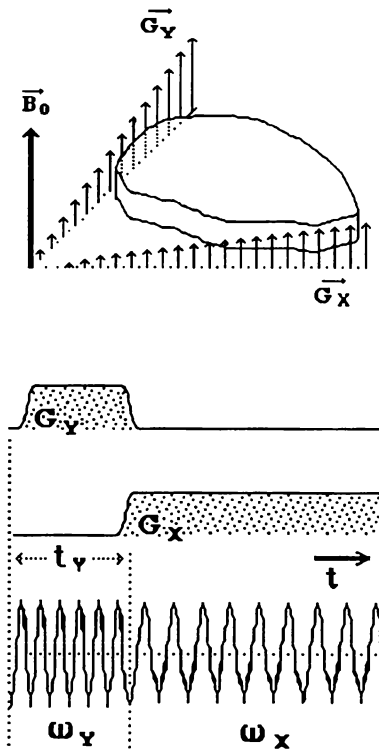


FIGURE 4-7. Codage de l'espace par la phase.

En haut : application successive de gradients en X et en Y.

En bas : durant l'application de G_Y , les spins tournent à des vitesses dépendant de leur ordonnée Y ; l'enregistrement, effectué en présence de G_X , est donc caractérisé par une fréquence codant les X et une phase codant les Y.

③ En réalité, ce qui compte pour la phase, c'est le produit du temps d'application par la valeur du gradient. Il est, en fait, techniquement préférable de maintenir t_Y constant et de faire varier chaque fois le gradient G_Y .

■ Utilisation de la phase, transformée de Fourier bidimensionnelle ($2dFt$)

◆ CODAGE

Juste avant d'effectuer l'enregistrement en présence du gradient G_X appelé pour cela gradient de lecture, on applique pendant une durée t_Y un gradient G_Y linéaire selon la direction des Y, perpendiculaire à la direction des X. Ce gradient fait tourner les spins durant le même temps t_Y mais à des vitesses $\omega = \gamma G_Y \cdot y$ différentes en fonction de leur position y le long de l'axe des Y. A l'instant t_Y , lorsque l'on supprime ce gradient avant d'appliquer G_X et d'enregistrer, il a donné aux spins une phase représentative de leur position le long des Y. On dispose, en conséquence, après l'enregistrement, d'un signal composé d'une somme de signaux élémentaires dont la fréquence code les X, comme précédemment, et dont la phase code les Y (figure 4-7).

Bien qu'un tel codage par la phase tienne compte de toutes les localisations le long des Y, les informations qu'il renferme ne sont pas indépendantes et ne pourraient conduire par décodage à l'image recherchée. Il est nécessaire pour cela de multiplier les enregistrements et d'en effectuer, avec des durées t_Y progressivement croissantes^③, autant que l'on désire de lignes dans l'image ; on en effectue, en pratique, 256 ou 128.

◆ DECODAGE

On dispose, à la fin de l'enregistrement, d'une série de tracés $f_1(t)$, $f_2(t)$, $f_3(t)$... dont les phases ϕ_1 , ϕ_2 , ϕ_3 ... augmentent avec les durées t_Y correspondantes. Le décodage consiste, dans un premier temps, à calculer leurs transformées de Fourier $F_1(\omega)$, $F_2(\omega)$, $F_3(\omega)$..., dont les fréquences ω représentent les abscisses X (figure 4-8).

Considérons alors les points a_1 , a_2 , a_3 ,... correspondant sur les différentes transformées $F_1(\omega)$, $F_2(\omega)$, $F_3(\omega)$... à une même valeur ω_a de la fréquence, donc à une même abscisse X_a . Cette suite de points est caractérisée par des durées t_Y croissantes. Elle constitue donc une fonction $a(t_Y)$ des durées t_Y , de la même façon que le signal enregistré $f(t)$ constitue une fonction du temps t . On peut démontrer, par suite, que la transformée de Fourier $A(\omega_Y)$ de $a(t_Y)$ conduit au décodage des Y comme celle de $f(t)$ conduit à celui des X.

En effet, envisageons, de façon symétrique à la fois sur les X et les Y, les angles de rotation des spins durant leur précession. Si l'on ne s'intéresse qu'au décalage qu'ils présentent les uns par rapport aux autres, ces angles sont de la forme $(\omega t + \phi)$. Le premier terme provient du codage des

X, on l'écrira pour cela $\omega_X t$; le second provient du codage des Y, on le notera de la même façon ϕ_Y . Compte tenu de la relation de Larmor $\omega = \gamma B$, on a par ailleurs :

$$\omega_X t = (G_X \cdot x) t$$

qui conduit au codage des X par G_X et à leur décodage par $F(\omega_X)$ la transformée correspondante. De même, l'angle de phase ϕ_Y étant le produit du temps d'action t_Y par la vitesse de rotation γ ($G_Y \cdot y$), on peut, en désignant pour harmoniser l'écriture, $\gamma G_Y \cdot y$ par ω_Y , écrire :

$$\phi_Y = \gamma (G_Y \cdot y) t_Y = \omega_Y t_Y$$

Les décalages de phase entre spins peuvent donc s'écrire de façon symétrique pour les X et les Y :

$$(\omega_X t + \omega_Y t_Y) \quad \text{ou} \quad [\gamma (G_X \cdot x) t + \gamma (G_Y \cdot y) t_Y]$$

Ainsi, de même que la transformée de Fourier $F(\omega)$ de $f(t)$ donne le décodage d'une ligne, la transformée de Fourier $A(\omega_Y)$ de la fonction $a(t_Y)$ donne le décodage de la colonne d'abscisse X_a (figure 4-8).

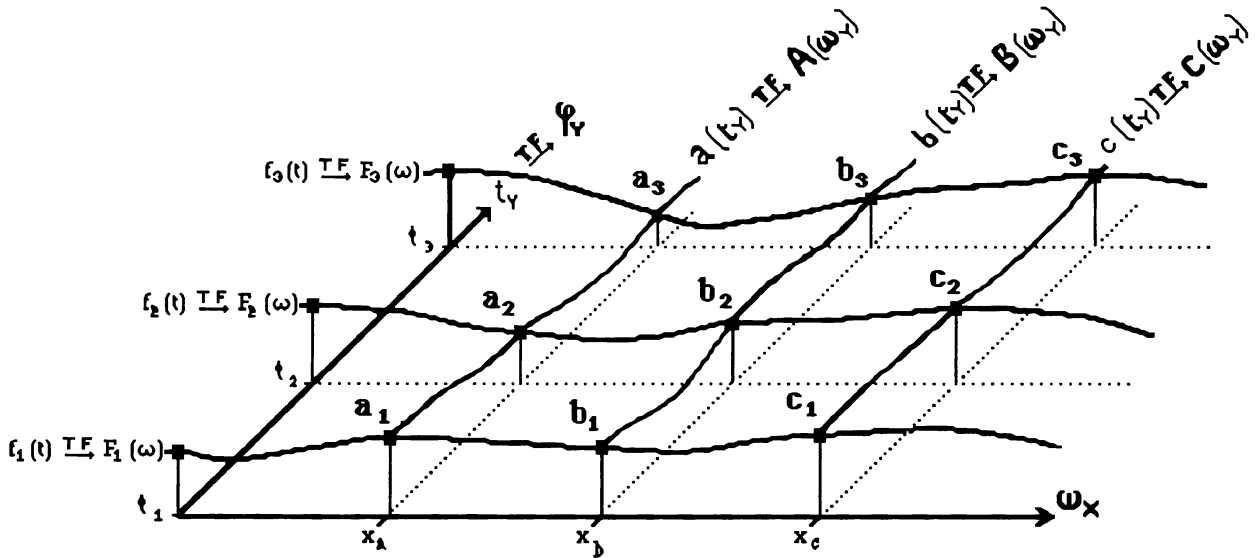


FIGURE 4-8. Le décodage s'obtient en effectuant sur chacun des enregistrements $f_1(t)$, $f_2(t)$, $f_3(t)$... obtenus avec des déphasages différents une transformation de Fourier, puis en constituant, à partir de celles-ci, les courbes $a_1, a_2, a_3, \dots$; $b_1, b_2, b_3, \dots$; $c_1, c_2, c_3, \dots$ correspondant chacune à une même abscisse X et en effectuant leur transformée $A(\omega_Y)$, $B(\omega_Y)$, $C(\omega_Y), \dots$.

CHAPITRE 5

Séquences d'excitation utilisées en imagerie

1. LES DIFFERENTS PARAMETRES DU SIGNAL RMN

Le signal RMN, qu'il s'agisse de la FID (free induction decay) ou des échos (cf. p. 55), renferme plusieurs informations susceptibles de conduire chacune à un paramètre dont la représentation spatiale constitue une image.

Les temps de relaxation T_1 et T_2 vus précédemment en sont deux exemples.

La concentration locale ρ des noyaux d'hydrogène en est un troisième. C'est même celui dont l'obtention est la plus évidente : chaque signal possède au départ, c'est-à-dire à **l'instant τ ou cesse l'excitation**, une amplitude S_τ proportionnelle à la quantité de moments élémentaires $\vec{\mu}$ lui ayant donné naissance. Pour l'imagerie par RMN des protons, S_τ est par suite proportionnelle à la concentration locale en eau et en graisse.

Un quatrième paramètre, lié à une fonction $f(\vec{v})$ de la vitesse $\vec{v}$ selon laquelle se déplacent les éléments dont on fait l'image, peut être pris en considération : on a vu que les méthodes de localisation spatiale utilisées reposaient sur l'emploi de gradients de champ magnétique ; le déplacement d'un fluide, durant l'application d'un gradient, se traduit par des perturbations de l'enregistrement qu'il est possible d'utiliser pour obtenir un signal représentant en chaque point la vitesse de ce déplacement (cf. p. 65).

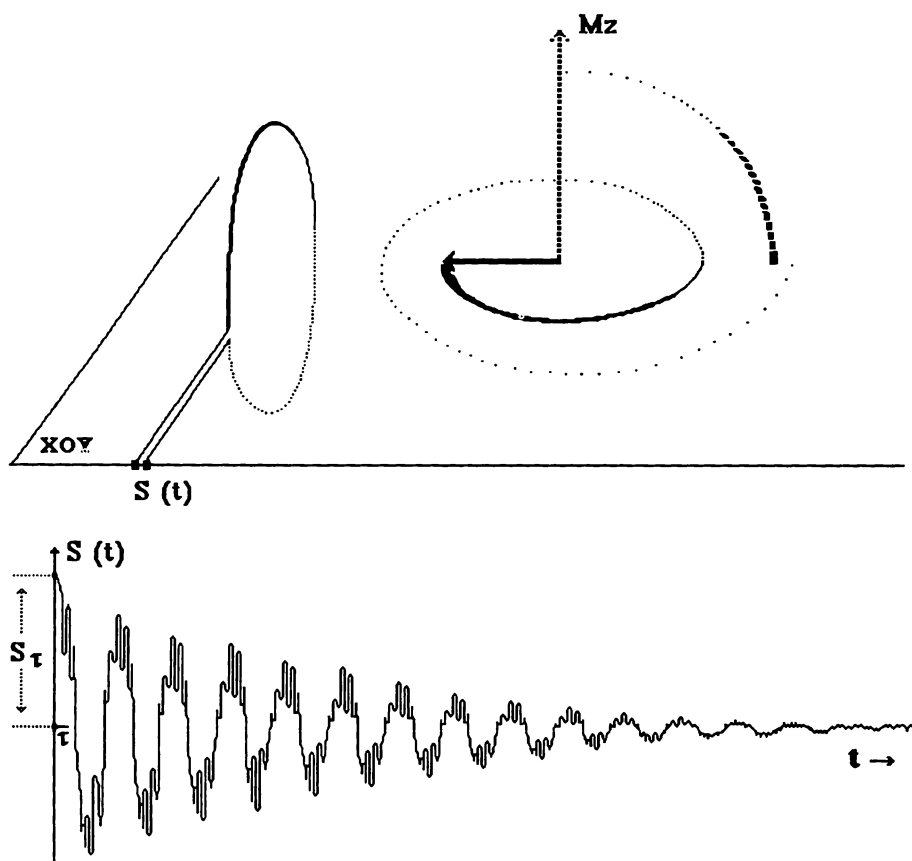
On appelle séquence d'excitation une combinaison d'impulsions de 90° et 180° qui, associées ou non à des gradients de champ, permettent de choisir le paramètre, ou la combinaison de paramètres, qui constitueront l'image. En pratique, étant donnée la nécessité d'effectuer une série de 256 ou 512 enregistrements pour localiser un point sur une coupe (cf. p. 43), les séquences sont associées pour constituer un enchaînement, chacune ayant une durée appelée **temps de répétition (TR)**.

Schématiquement, on envisagera :

- des principes de séquences élémentaires issues de la spectrométrie, intéressantes pour comprendre les mécanismes en cause;
- une séquence pratique, utilisée dans la grande majorité des cas ;
- une séquence particulière destinée à une technique dite d'imagerie rapide.

Les séquences, ou les combinaisons d'impulsions et de gradients, conduisant à des représentations de flux et à des angiographies seront abordées dans un autre chapitre (cf. p. 65).

FIGURE 5-1. Seule l'aimantation transversale tournant devant la bobine détectrice (ce qui correspond à la méthodologie dite des antennes de surface), ou à l'intérieur de celle-ci (ce qui correspond à l'utilisation d'une antenne conçue pour le corps entier ou pour la tête), peut donner un signal d'induction. Il est, par suite, nécessaire de faire basculer $\vec{M}_z$ au moyen d'une impulsion de 90° pour l'amener dans le plan XOY. Le signal obtenu est périodique, présentant la même fréquence que la rotation ; il décroît, par ailleurs, de la même façon que le module du vecteur aimantation en rotation.



2. PRINCIPES DES SEQUENCES ELEMENTAIRES

a) Principe de mesure élémentaire de ρ et T_1

On peut se rendre compte que la relaxation longitudinale, qui conditionne la repousse de $\vec{M}_z$, ne peut être appréciée directement : l'aimantation longitudinale $\vec{M}_z$ ne participe pas à la précession et, de ce fait, ne peut provoquer de signal d'induction dans la bobine réceptrice (figure 5-1). Il est cependant possible de la faire basculer dans le plan de mesure au moyen d'une impulsion de 90° . Participant alors à la précession, elle conduit à un signal qui, avant de décroître en fonction de T_2 , rend compte de la valeur du module M_z au moment de la bascule.

Deux types de mesure ont été décrits, qui reposent respectivement sur des séquences dites de **saturation-récupération** et d'**inversion-récupération**.

■ *Saturation-récupération*

A partir de l'impulsion de 90° ayant permis l'enregistrement précédent, la séquence est constituée (figure 5-2) par :

- une attente de restauration (temps de répétition TR de l'enchaînement),
- une impulsion de 90° ,
- un enregistrement aussi tôt que possible.

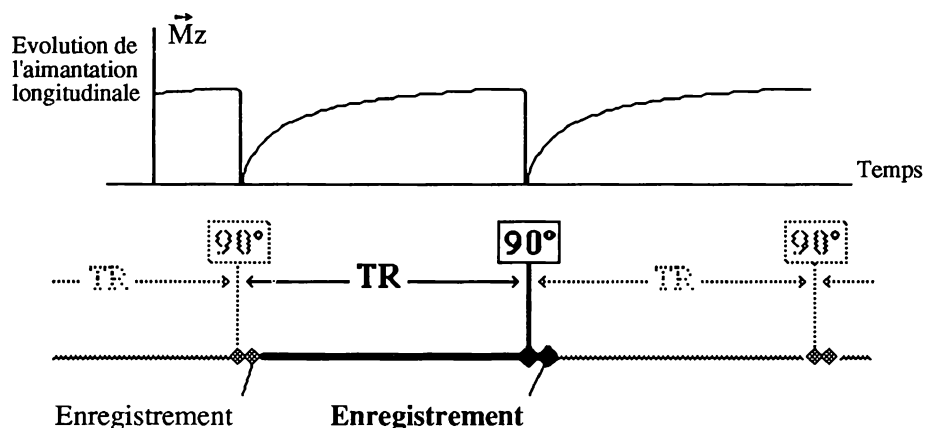


FIGURE 5-2. Séquence de saturation-récupération.

Durant l'attente TR, par laquelle commence la séquence, le module M_z , qui avait été annulé par l'impulsion précédente, "repousse" selon la loi exponentielle de la relation [3-2] où t prend la valeur TR. Ainsi, la hauteur à l'origine S_τ du signal enregistré, suit l'évolution de M_z (figure 5-3) :

$$S_\tau = k \rho \left(1 - e^{-\frac{TR}{T_1}}\right)$$

relation où k représente un facteur de proportionnalité dépendant de l'appareillage, et ρ la concentration locale des protons. Le produit $k\rho$ correspond à la valeur prise par le signal pour une attente TR importante : on atteint 95% de la valeur maximale théorique donnée par l'aimantation à l'équilibre $M_{z,0}$ pour une attente valant 3 fois T_1 .

La séquence obtenue ainsi présente l'avantage de ne pas consommer trop de temps par rapport à d'autres, bien qu'elle conduise déjà à des durées d'enregistrement de l'ordre de 2 à 4 minutes (cf. tableau 5-I p. 60) selon le pas de la matrice utilisée. Elle permet d'obtenir des images intéressantes et dont l'aptitude à séparer des tissus de T_1 voisins est d'autant plus marquée que l'on adopte un TR proche de ces T_1 . Pour des TR plus importants, le rapport signal sur bruit s'améliore certes, mais la pondération en ρ se substitue progressivement à la pondération en T_1 .

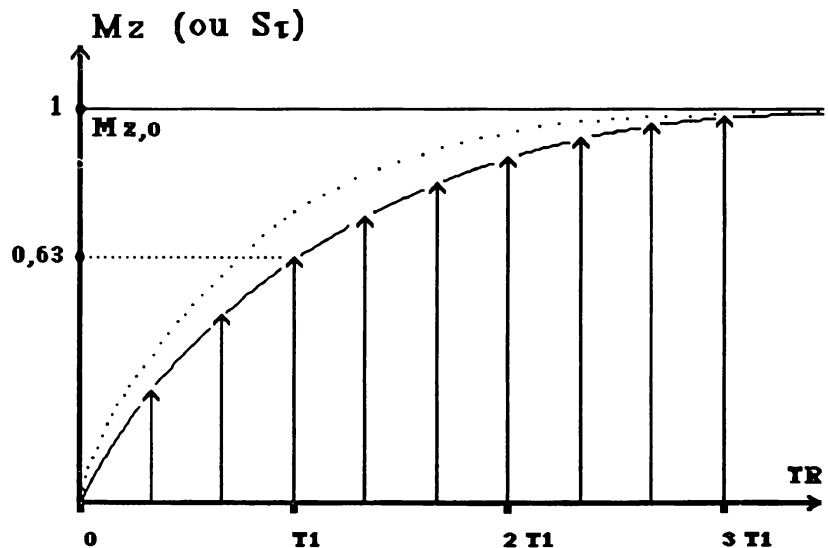


FIGURE 5-3. Cinétique de la restauration de la composante longitudinale $\vec{M}_z$ de l'aimantation, ou de la valeur initiale S_τ du signal enregistré, en fonction du temps d'attente TR entre deux séquences.

La courbe en pointillé correspond à un tissu qui aurait un T_1 légèrement plus court. L'écart le plus important entre les deux courbes est obtenu pour un TR proche des deux T_1 .

■ Inversion-récupération

Dans le but d'augmenter la sensibilité à T1 de la séquence précédente, une solution peut être recherchée dans un accroissement du chemin parcouru par $\vec{M}_z$ pour retourner à sa position d'équilibre $\vec{M}_{z,0}$. Cela peut être obtenu en utilisant une impulsion de 180° qui, après un certain temps de restauration, inverse la position de l'aimantation $\vec{M}_z$ au lieu de la faire simplement tourner d'un angle droit. Compte tenu de la nécessité de faire basculer dans le plan de mesure le vecteur $\vec{M}_z$ "repoussé", on est alors conduit à une séquence dite **inversion-récupération** qui comprend, à partir de l'impulsion de 90° ayant permis l'enregistrement précédent (figure 5-4) :

- une attente de restauration (début du temps de répétition TR de l'enchaînement) pour faire réapparaître une aimantation notable,
- une impulsion de 180° pour inverser l'aimantation réapparue,
- une attente TI appelée temps d'inversion,
- une impulsion de 90° ,
- un enregistrement aussi tôt que possible.

Les images obtenues par cette séquence présentent effectivement de remarquables possibilités de contraste pour des différences de T1 peu importantes. Elles permettent, par exemple au niveau du cerveau, de spectaculaires mises en évidence de la substance blanche par rapport à la substance grise, la structure graisseuse des gaines de myéline de la première ayant pour effet d'allonger légèrement la valeur de son T1.

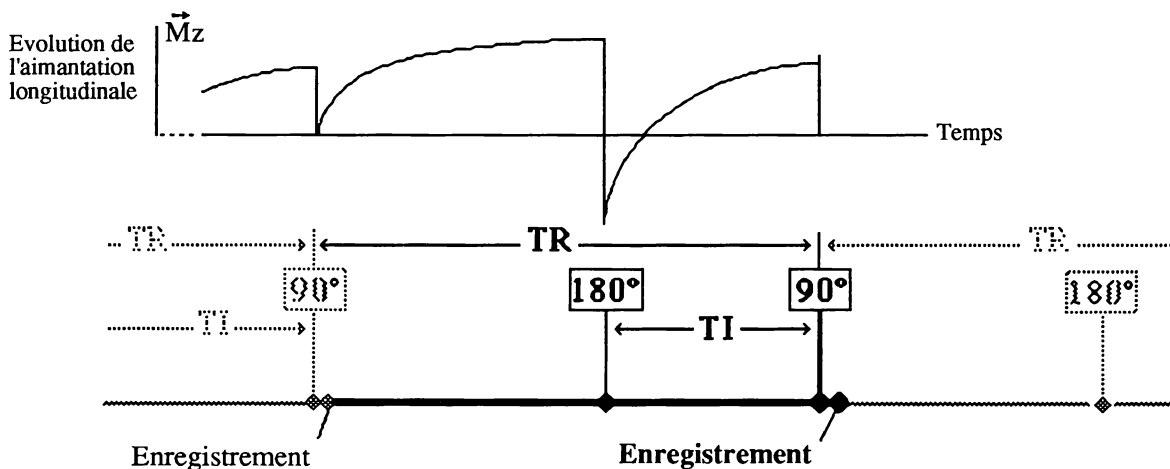


FIGURE 5-4 Séquence d'inversion-récupération. Le fait d'inverser $\vec{M}_z$ à l'aide d'une impulsion de 180° , au lieu de l'annuler simplement comme précédemment avec l'impulsion de 90° , augmente le "chemin à parcourir" pour la ramener à sa position initiale et sensibilise ainsi en T1 la méthode de mesure (cf fig. 5-5).

Cette possibilité a, cependant, comme contrepartie une certaine consommation de temps. En effet : d'une part l'attente T_I vient s'ajouter à l'attente de restauration précédente, d'autre part cette dernière doit être plus importante, pour que l'inversion porte sur une aimantation $\vec{M}_z$ aussi proche que possible de sa valeur d'origine $\vec{M}_{z,0}$. Au total, la durée de l'acquisition dépasse fréquemment 20 minutes (cf. tableau 5-I p.60).

En intégrant la relation [3-1] avec la nouvelle condition de départ, soit $M_z = -1$ au lieu de $M_z = 0$, on obtient la relation suivante :

$$M_z = k \rho \left(1 - 2 e^{\frac{-\pi}{T_I}} \right)$$

L'évolution de $\vec{M}_z$ (figure 5-5) comporte une portion négative avant d'atteindre une valeur nulle pour $T_I = T_1 \text{ Log } 2$. Pour la plupart des appareils, le signal, dû uniquement à la variation du flux engendré dans la bobine détectrice par la rotation de l'aimantation, ne tient pas compte du signe de $\vec{M}_z$ et reste toujours positif ; il diminue et s'annule avant de croître pour tendre vers sa valeur maximale, atteinte pour une durée T_I importante : on arrive à 90% de la valeur maximale pour une valeur de T_I égale à $3 T_1$.

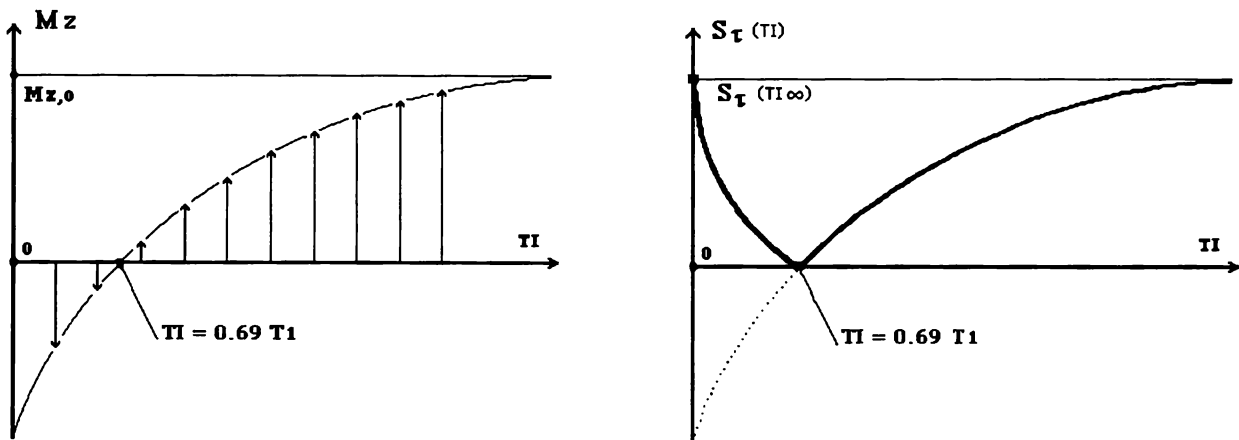


FIGURE 5-5 Evolution du vecteur aimantation $\vec{M}_z$ et du signal à l'origine S_T en fonction de T_I .

A gauche, le vecteur comporte une partie négative.

A droite, le signal enregistré, qui, sur la plupart des appareils, ne prend pas en compte le signe du vecteur, reste positif : il commence par décroître, s'annule, puis remonte vers la valeur maximale asymptotique qui correspondrait à une valeur T_I infinie.

b) Principe de mesure élémentaire de ρ et T_2 (écho de spin)

La décroissance en T_2 de la relaxation transversale, qui traduit le déphasage des moments $\vec{\mu}$, pourrait être mesurée directement par la décroissance initiale du signal RMN si le champ $\vec{B}_0$ ne présentait aucun défaut d'homogénéité. Il existe cependant toujours quelques défauts locaux ΔB_0 inhérents à la construction de l'aimant et dont l'effet est d'ajouter, au terme $1/T_2$ représentant la vitesse de décroissance due aux inhomogénéités d'origine physicochimiques, un terme ayant pour origine ces défauts de construction ou de réglage ; en sorte qu'une telle mesure directe conduirait à un temps de relaxation apparent T_2^* relié au précédent par la relation :

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{\gamma}{2\pi} \Delta B_0 \quad [5-1]$$

La technique de **spin-écho** a été proposée pour pallier cet inconvénient en éliminant l'influence de ΔB_0 . Elle consiste à appliquer, à partir de l'impulsion de 90° ayant permis l'enregistrement précédent, une séquence constituée (figure 5-6) par :

- une attente de restauration (comprise dans le temps de répétition TR de l'enchaînement),
- une impulsion de 90° ,
- une attente pendant une durée $TE/2$,
- une impulsion de 180° ,
- une nouvelle attente $TE/2$,
- un enregistrement.

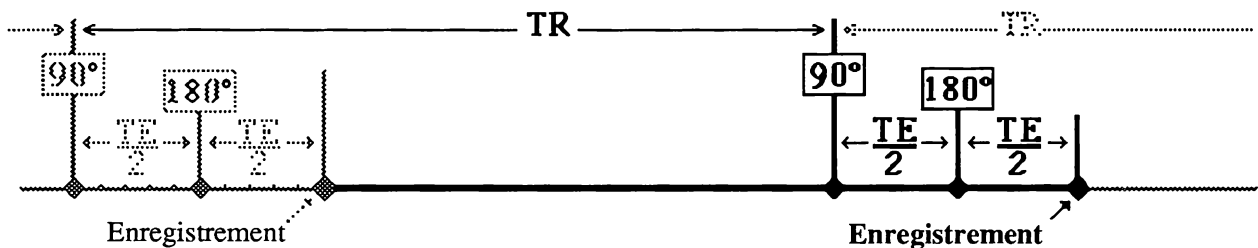


FIGURE 5-6. Séquence d'écho de spin.

① En fait, les données de la physique quantique (cf. p. 22) indiquent que $\vec{M}_Z$ s'annule, car les populations n_1 et n_2 s'égalisent, tandis qu'apparaît une composante $\vec{M}_{XY}$ due à une mise en phase simultanée. Le module de $\vec{M}_{XY}$ ayant la même valeur que celui de $\vec{M}_Z$, tout se passe comme si ce dernier avait basculé conformément aux données de la mécanique classique.

Considérons un milieu ayant un T_2 suffisamment long pour que, compte tenu de la relation [5-1], seules les inhomogénéités ΔB_0 interviennent. A la suite de l'impulsion de 90° , la composante $\vec{M}_Z$ bascule dans le plan de mesure XOY et se met à tourner autour de $\vec{B}_0$ ①. La nouvelle aimantation transversale ainsi apparue décroît car les différents moments élémentaires $\vec{\mu}$ se déphasent du fait de ΔB_0 : les plus rapides prennent de l'avance sur les plus lents. Lors de l'impulsion de 180° , tous les moments s'inversent tandis que la rotation continue dans le même sens. Ceux qui étaient en avance se trouvent alors en retard. Etant restés les plus rapides, ils rattrapent ceux qui les précèdent (fig. 5-7 et 5-8) et tous se retrouvent en phase au bout d'un temps égal à celui qui séparait les deux impulsions. Cette mise en phase fait remonter le niveau du signal, d'où la dénomination **d'écho**. C'est sur cet écho que porte l'enregistrement. Si seules des inhomogénéités de caractère permanent, telles que ΔB_0 , sont entrées en jeu, les deux phénomènes de déphasage et rephasage se compensent exactement et le signal remonte à sa valeur initiale. Si, par contre, sont intervenues, outre les précédentes, des inhomogénéités ayant varié de façon appréciable durant le laps de temps TE, appelé **temps d'écho**, il n'y a plus de compensa-

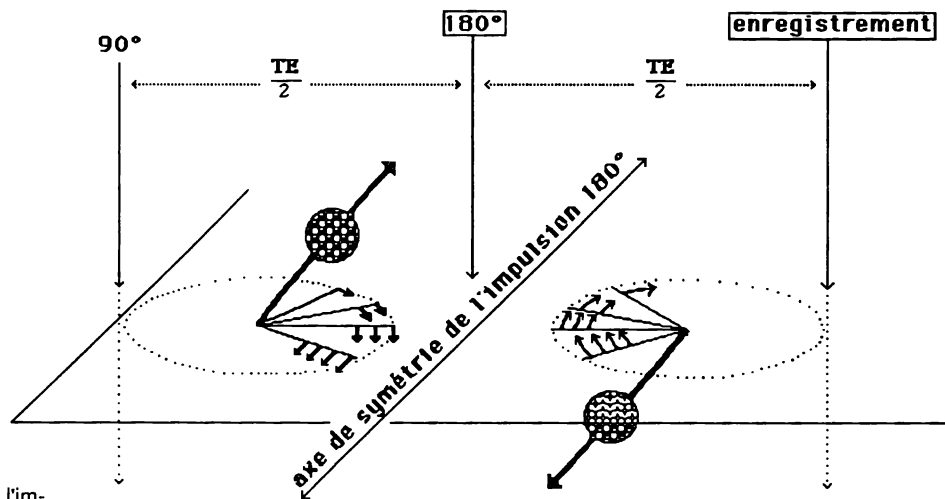
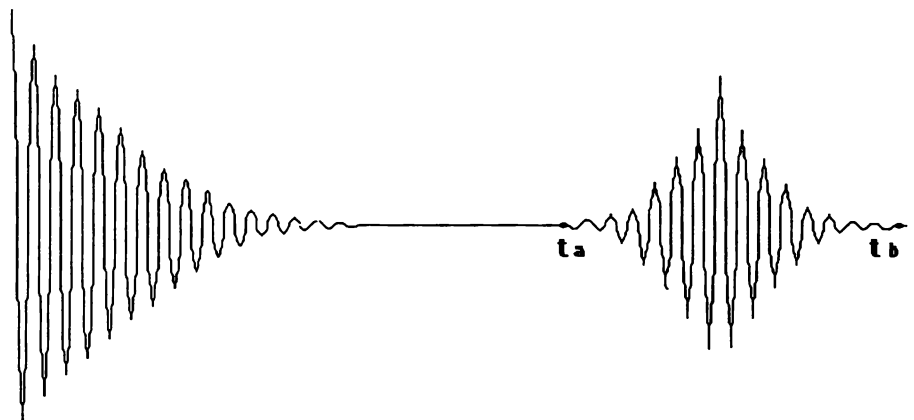


Figure 5-7. Sous l'effet de l'impulsion de 180° , un moment et la projection de quatre autres moments, déphasés en raison de vitesses de rotation différentes, s'inversent durant une séquence de spin-écho.

Le signal, qui décroît à partir de l'impulsion de 90° , croît de nouveau à partir de l'impulsion d'inversion. Il présente un maximum au bout d'un temps égal à celui de la décroissance.

L'axe de symétrie des effets de l'impulsion correspond, dans le repère tournant, au champ B_1 .



tion et le signal de l'écho remonte à une valeur inférieure à celle de l'origine. La différence traduit alors uniquement l'importance de ces dernières, la hauteur h_e de l'écho répondant à :

$$h_e = S_\tau e^{\frac{-TE}{T_2}}$$

Les fluctuations de champ agissant ainsi correspondent à un petit domaine du spectre $J(\omega)$ vu pages 31 et 32. Ce domaine est limité d'une part vers l'origine $J(0)$ par le fait qu'elles doivent avoir une fréquence suffisante pour entraîner un déphasage appréciable pendant la durée $TE/2$, de façon à ce que le défaut de compensation se manifeste et d'autre part vers les fréquences élevées par les valeurs qui, pendant la durée $TE/2$, entraîneraient un effet moyen nul sur la variation de vitesse des différents moments $\vec{\mu}$.

Une analogie souvent utilisée pour expliquer le phénomène d'écho de spin après une impulsion de 180° consiste à comparer les moments $\vec{\mu}$ en précession à un groupe de coureurs sur une piste circulaire (figure 5-8). Après le départ, donné par l'impulsion de 90° , le peloton se disperse, les plus rapides prenant de l'avance ; d'où la décroissance du signal. L'impulsion de 180° fait passer chaque coureur en un point symétrique de celui où il se trouve par rapport à un diamètre de la piste et inverse ainsi leurs positions respectives ; les plus rapides se retrouvent à la queue du peloton qui, de ce fait, se reforme progressivement. Au bout d'un temps égal à celui qui séparait les deux impulsions, les coureurs se retrouvent sur une même ligne (c'est-à-dire en phase).

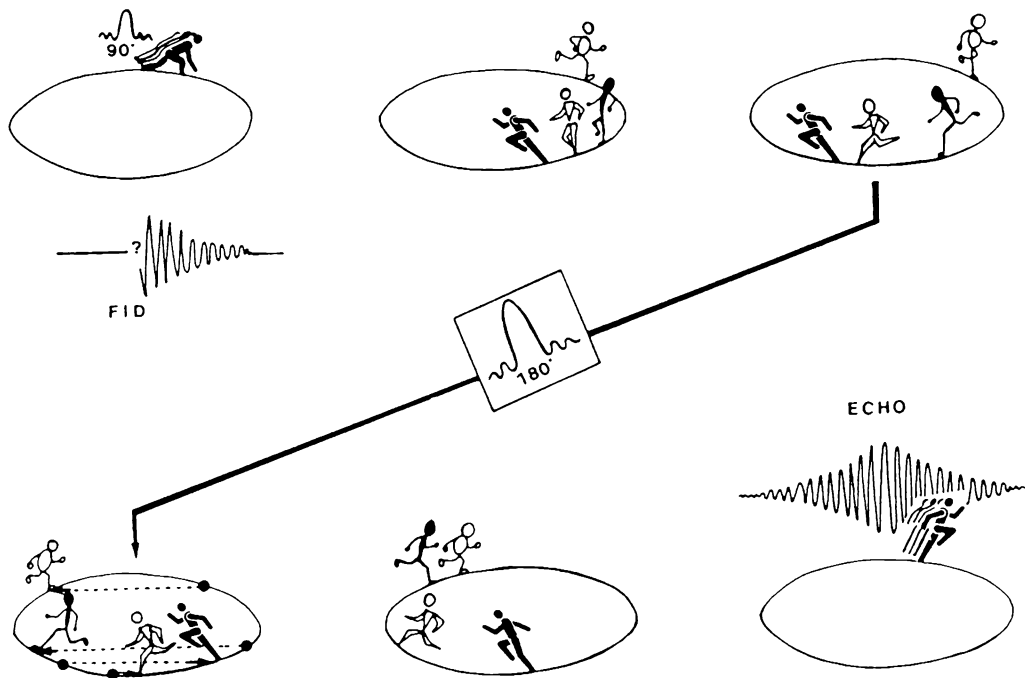


FIGURE 5-8. Analogie, vis à vis d'une impulsion de 180° , entre des spins en précession et des coureurs sur une piste.

3. SEQUENCE PRATIQUE

La distinction précédente entre saturation-récupération, ou inversion-récupération, d'une part et écho de spin d'autre part est illusoire en imagerie. Des impératifs techniques rendent, en effet, obligatoire l'utilisation d'un **écho** à la place de la décroissance initiale du signal ou **FID**.

Il n'est en effet guère possible de commencer une acquisition immédiatement après la bascule de 90° : le milieu reste quelques instants perturbé par des parasites et les gradients de lecture, nécessaires au codage spatial de l'information (cf. p. 43 et 44), demandent un peu de temps pour s'établir et disparaître. Au total, quelques millisecondes sont toujours perdues, pendant lesquelles le signal commence à décroître avant de pouvoir être enregistré (figure 5-9). D'incidence secondaire en spectrométrie, cette perte du début du signal empêche d'effectuer correctement la transformation de Fourier (cf. p. 44 et 46) sur laquelle s'appuie l'obtention de l'image. On peut, en effet, démontrer que les formes générales de cette dernière résultent de données contenues dans le tout début de la décroissance.

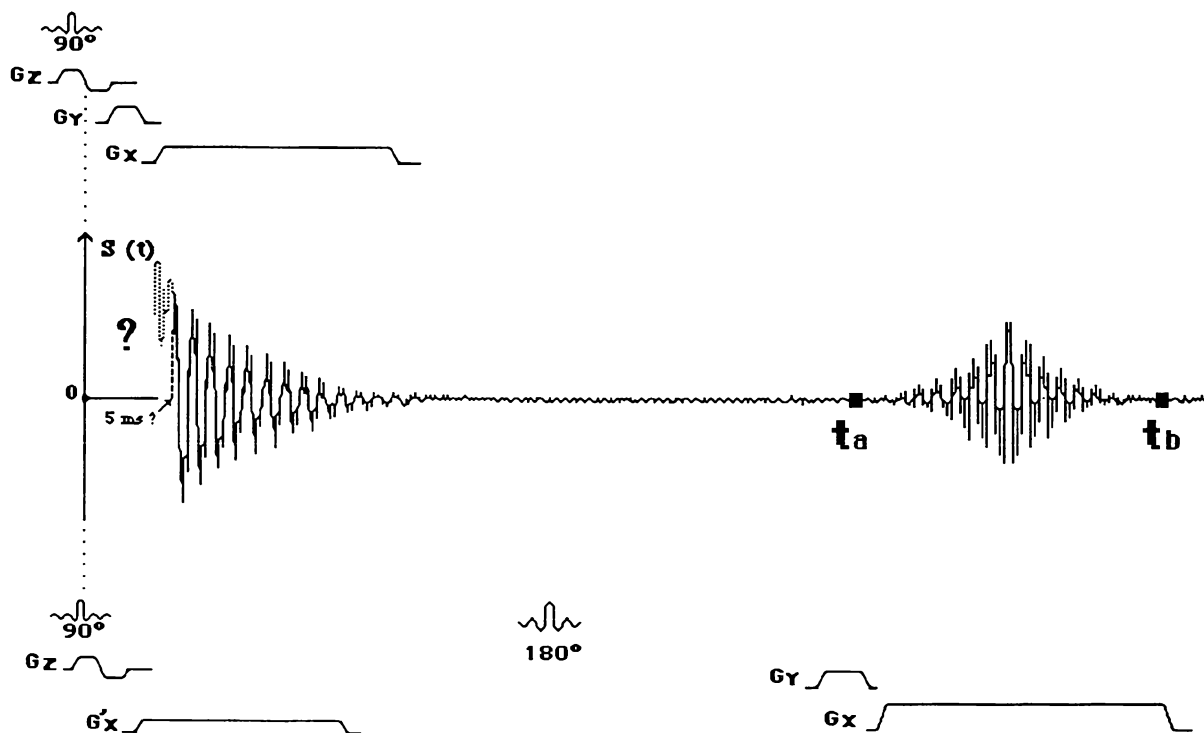


FIGURE 5-9. **En haut** : l'enregistrement de la décroissance initiale conduirait à une image défectueuse car le début du signal, qui fait défaut, contient des informations indispensables. **En bas** : l'utilisation d'un écho donne le signal complet qui permet seul d'effectuer une transformation de Fourier correcte entre 2 points tels que t_a et t_b , encadrant un signal complet ; le gradient G'_x permet, en accélérant la décroissance, d'éviter que la fin de celle-ci n'interfère avec l'écho.

Le gradient G_z est inversé à la fin de l'impulsion de 90° pour annuler l'effet qu'il aurait sans cela sur les phases des spins.

En utilisant un enregistrement d'écho, par contre, on peut disposer sans difficulté de la totalité des informations. Il suffit de prendre le signal entre deux points, tels que t_a et t_b (cf. figure 5-9), pour lesquels il présente une valeur nulle. L'existence d'un tel point entre la fin de la décroissance initiale et le début de l'écho dépend de la valeur du T_2 des tissus (50 à 100 ms environ) par rapport à celle des temps d'écho TE que l'on désire utiliser (15 à 100 ms en pratique). Ces valeurs sont telles qu'il est nécessaire d'appliquer un gradient G'_x dès la fin du gradient de sélection de coupe G_z pour accélérer la décroissance. L'effet de celui-ci sur le déphasage des spins est ensuite compensé par une partie du gradient de lecture G_x qui survient après l'impulsion de 180° , ce qui maintient l'apparition de l'écho.

En pratique (figure 5-10), compte tenu de la nécessité de temps d'écho TE brefs, lorsque l'on désire éliminer l'influence du T_2 , les combinaisons les plus intéressantes sont, pour obtenir des pondérations aussi pures que possibles :

- avec un TR bref (400 à 600 ms), des temps d'écho aussi courts que possible (15 à 25 ms) pour une image pondérée en T_1 ;
- avec un TR long (2000 à 2500 ms, voire plus encore),
 - soit des temps d'échos TE aussi courts que possible (15 à 25 ms) pour une image pondérée en ρ ,
 - soit des temps d'écho TE longs (60 à 150 ms), pour une image pondérée en T_2 .

Les pondérations en T_1 s'obtiennent ainsi avec des enregistrements pas trop longs, de l'ordre de 2 à 3 minutes tandis que les pondérations en ρ et T_2 prennent un peu plus de temps.

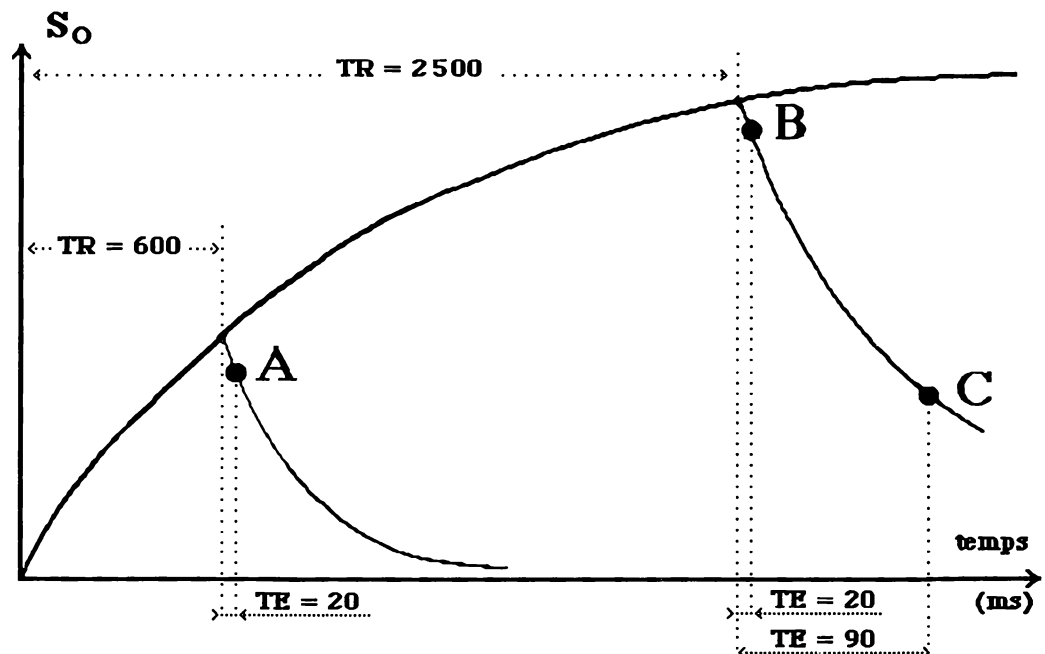


FIGURE 5-10. Evolution du signal dans les séquences d'excitation utilisées en pratique, en fonction des paramètres d'acquisition TR et TE .

En A, on obtient une image pondérée principalement en T_1 ; en B, une image pondérée essentiellement en ρ ; en C, une image pondérée en T_2 .

D'une façon analogue, si l'on désire une séquence renforçant la pondération en T1, comme le ferait une inversion-récupération, on est conduit à passer par un écho de spin en appliquant une séquence constituée, à partir de l'enregistrement précédent par :

- une attente (pour permettre un retour suffisant de $\vec{M}_z$)
- une impulsion de 180° (pour inverser $\vec{M}_z$)
- une attente TI (sur laquelle portera la mesure de T1)
- une impulsion de 90° (pour basculer $\vec{M}_z$ dans le plan de mesure)
- une attente TE/2
- une impulsion de 180° (pour créer un écho de spin)
- une attente TE/2
- un enregistrement (portant sur l'écho).

On peut se rendre compte que la présence de deux périodes d'attente, dont la durée TI destinée à la croissance de l'aimantation longitudinale, est de nature à allonger la durée d'une telle séquence, ce qui la fait considérer souvent comme peu attractive en clinique. Il s'agit, cependant, d'une séquence capable de fournir de spectaculaires contrastes en T1 ; c'est en particulier grâce à elle qu'ont été obtenues les plus belles images cérébrales de la substance blanche.

TABLEAU 5-I. Exemples de durées d'enregistrement relevées sur un appareil Signa GE fonctionnant à 1,5 T. Ces durées sont, à peu de choses près, le produit de TR par le nombre de lignes du format utilisé (la première des 2 valeurs) et par le nombre d'excitations accumulées pour améliorer éventuellement le rapport signal sur bruit.

ECHO DE SPIN SIMPLE		
◆ Séquences courtes		
◆ TR=500ms et TE=20 ms		
format 256x256	1 excitation	2 min 14 s
	2 excitations.....	4 min 17 s
format 128x256	1 excitation	1 min 10 s
	2 excitations.....	2 min 10 s
◆ TR=600ms et TE=20 ms		
format 256x256	1 excitation.....	2 min 41 s
	2 excitations.....	5 min 09 s
format 128x256	1 excitation.....	1 min 24 s
	2 excitations.....	2 min 36 s
◆ Séquences longues		
◆ TR=2000ms et TE=20 ms (1er écho) TE=90 ms (2ème écho)		
format 256x256	1 excitation.....	8 min 57 s
	2 excitations.....	17 min 13 s
format 128x256	1 excitation.....	4 min 42 s
	2 excitations.....	8 min 41 s
INVERSION-RECUPERATION (avec écho de spin)		
◆ TR=2500ms, TI=400ms et TE=20ms		
format 256x256	1 excitation.....	11 min 17 s
	2 excitations.....	21 min 31 s
format 128x256	1 excitation.....	5 min 57 s
	2 excitations.....	10 min 52 s

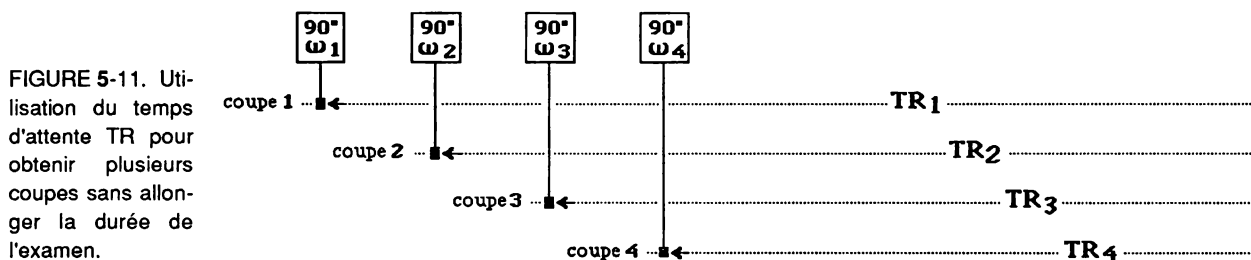
Séquence multicoupes

On a vu que les nécessités de la localisation spatiale imposaient l'utilisation de nombreuses séquences associées en enchaînement (cf. p. 43), chaque séquence comportant une attente TR durant laquelle l'appareil reste, en fait, inutilisé. On a vu également que le temps nécessaire à l'enregistrement d'une coupe était déjà important du fait même des valeurs de ces nombreuses attentes TR.

Une façon de récupérer du temps sur la durée totale d'un examen nécessitant la réalisation de plusieurs coupes, consiste à utiliser les attentes TR de l'acquisition d'une coupe pour commencer l'acquisition de la suivante. Ainsi, après l'impulsion de 90° envoyée à la fréquence ω_1 correspondant à la position de la coupe 1 dans le gradient Gz, c'est-à-dire pendant l'attente TR de cette même coupe, on enverra une deuxième impulsion de 90° , mais cette fois à une fréquence ω_2 telle que seuls les moments $\vec{\mu}$ de la coupe 2 puissent entrer en résonance, puis une troisième impulsion 90° à la fréquence de la coupe 3, et ainsi de suite (figure 5-11). A l'intérieur de chaque séquence, les impulsions de 180° sont naturellement envoyées de la même façon, respectivement aux fréquences $\omega_1, \omega_2, \omega_3$, etc... leur permettant d'agir exclusivement sur la coupe intéressée ; on dit que l'on utilise des **impulsions sélectives**.

Grâce à une telle série de séquences imbriquées les unes dans les autres, on obtient finalement un grand nombre de coupes en un temps guère supérieur à celui correspondant à l'enchaînement nécessaire à l'acquisition d'une seule coupe.

D'une façon analogue, après l'enregistrement d'un premier écho caractérisé par un TE court (20 ms par exemple), il est possible d'effectuer un deuxième écho à un TE plus important (50 ms par exemple) sans nouvelle excitation, voire un troisième, puis un quatrième, etc... tant que le signal reste suffisant pour que l'image soit lisible. Une telle multiplication des échos consomme cependant du temps à l'intérieur de l'attente TR, au même titre que la multiplication des coupes ; un compromis est donc nécessaire entre les nombres de l'un et de l'autre que l'on choisit.



4. SEQUENCES D'IMAGERIE RAPIDE

En rapprochant les valeurs de TR du tableau 5-I page 60 de la durée d'enregistrement d'un signal d'écho, voisine de 10 ms, on trouve un rapport de l'ordre de 100. Les deux facteurs responsables de la longueur de l'examen sont, par suite, non pas l'enregistrement lui-même mais la durée de chaque TR, qui est liée à la valeur de T1, et le nombre minimum des répétitions nécessaires, qui est donné par le nombre de lignes de l'image (cf. page 43). A chacun de ces facteurs correspond une direction de recherche de gain de temps.

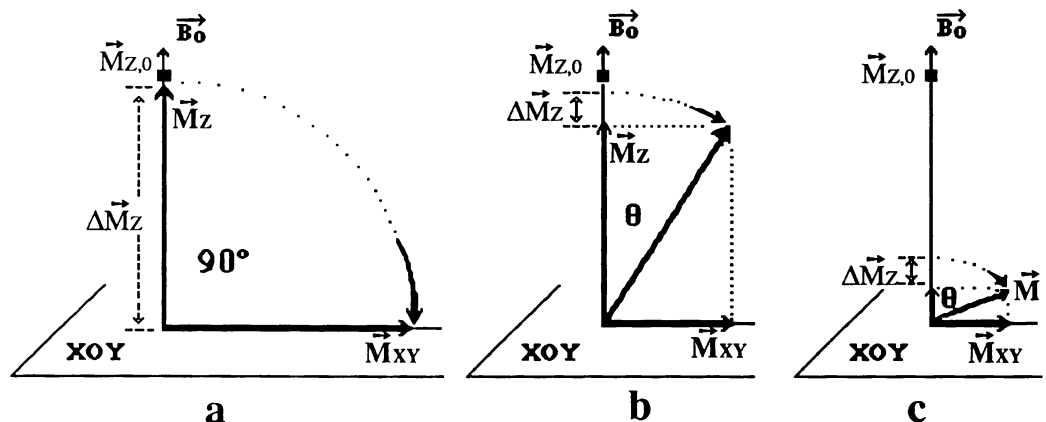
a) Raccourcissement de TR. (équilibre dynamique et écho de gradient)

Dans les techniques précédentes, on s'efforçait d'obtenir un signal élevé en basculant complètement (c'est-à-dire de 90°), une composante $\vec{M}_z$ redevenue aussi voisine que possible de la valeur d'équilibre $M_{z,0}$; d'où une variation ΔM_z importante, proche de $M_{z,0}$ (figure 5-12a). Un gain de temps important peut être recherché en s'efforçant de diminuer le plus possible ΔM_z , c'est-à-dire de maintenir $\vec{M}$ proche d'un état d'équilibre. Cela est possible tout en conservant un module M_{xy} notable grâce à l'utilisation d'un **angle θ faible** car lorsque θ augmente à partir de 0, M_{xy} qui est proportionnel au sinus de l'angle, commence à varier plus vite que M_z qui est proportionnel à son cosinus (figure 5-12b). Avec des TR de quelques dizaines de millisecondes, on obtient un signal commençant à décroître à partir d'une même valeur S_r , fonction en partie de T2 en raison de l'existence d'une aimantation transversale résiduelle. Le gain de temps obtenu est d'un facteur 10 à 40 selon que l'on compense la valeur un peu plus faible du signal par une augmentation du nombre des excitations.

Une autre façon de procéder consiste, tout en maintenant $\vec{M}$ presque immobile, à utiliser un angle θ plus important, voisin au besoin de 90° . L'aimantation M_z étant plus faible que dans le cas précédent, il est nécessaire de

FIGURE 5-12. Maintien de l'aimantation $\vec{M}$ en équilibre dynamique.

- a) Séquence normale basculant complètement $\vec{M}$ dans le plan de mesure
- b) Equilibre dynamique à petit angle θ .
- c) Equilibre dynamique à grand angle θ .



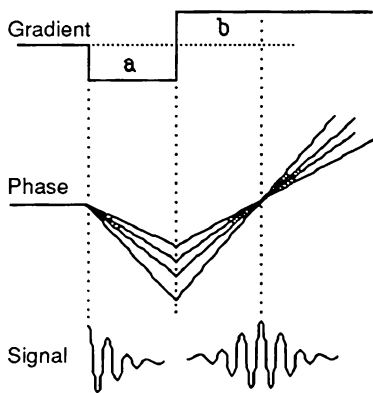


FIGURE 5-13. Effets d'une inversion de gradient sur la phase : après l'inversion, au bout d'un temps égal à celui de l'application du premier gradient, les spins se retrouvent en phase.

disposer au départ d'un signal plus important (obtenu par exemple à l'aide d'un champ permanent $\vec{B}_0$ élevé et en imagerie tridimensionnelle où l'ensemble des enregistrements concourent à l'amélioration du rapport signal/bruit) et de chercher à favoriser la représentation des tissus qui possédant un T1 très court, récupéreront plus rapidement leur aimantation longitudinale (figure 5-12c).

L'essentiel du processus étant dans les deux cas de maintenir $\vec{M}_z$ aussi immobile que possible, la technique d'écho habituelle au moyen d'une impulsion de 180° n'est plus utilisable. Elle conduirait, en effet, à une inversion de cette aimantation et détruirait tout l'intérêt de la méthode. L'obtention d'un écho est cependant indispensable, ainsi qu'on l'a vu plus haut (cf. p. 58).

Une solution a été trouvée dans la possibilité d'obtenir un écho grâce à l'utilisation de gradients de champ^②. Il suffit en effet d'appliquer, à la population de spins qui viennent d'être projetée en phase dans le plan de mesure par l'impulsion de 90° , successivement deux gradients de mêmes valeurs absolues mais de signes contraires. Le premier les déphase, ce qui fait

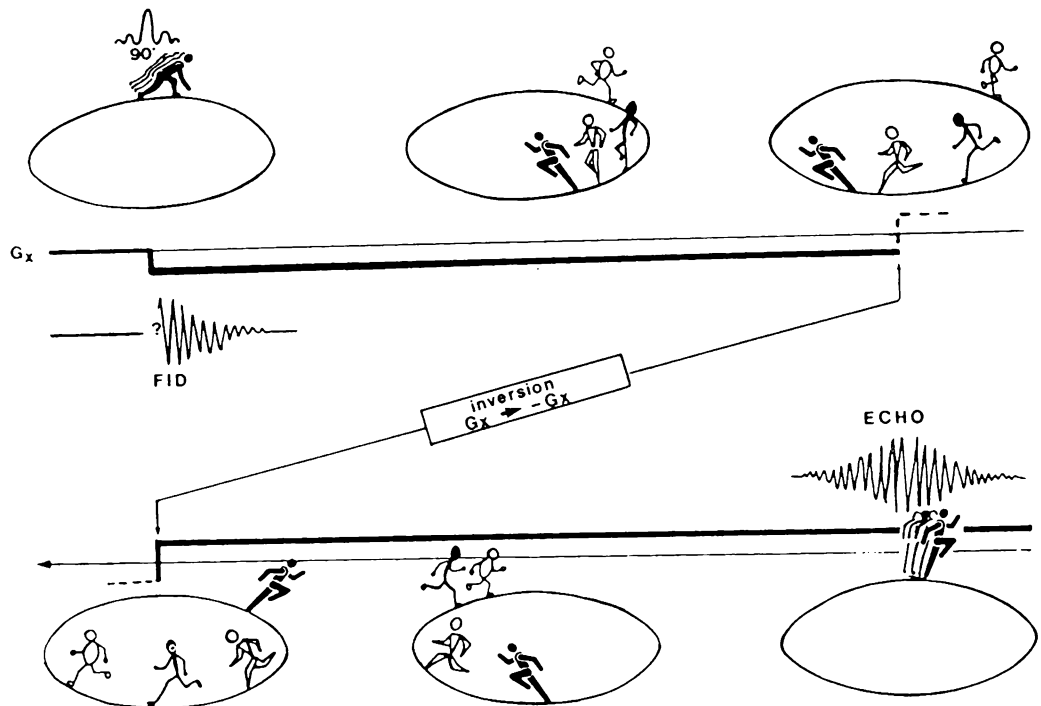


FIGURE 5-14. Bien qu'elle conduise à un écho par rephasage des spins, l'inversion du gradient agit un peu différemment de l'impulsion de 180° : en reprenant l'image des coureurs, son action consisterait en une inversion de leurs performances physiques, les plus lents devenant les plus rapides et réciproquement, mais chacun subissant cette transformation sur place.

② On donne souvent à cette méthode le nom d'**écho de gradient**, par opposition à la technique d'écho habituelle, proposé en spectrométrie par Hahn pour éliminer les défauts d'homogénéité du champ et désignée sous l'appellation d'**écho de spin**, ou spin-écho. Il serait préférable de parler d'**écho par impulsion de 180°** et d'**écho par gradients**.

diminuer le signal. Puis le second les remet en phase, ce qui fait apparaître un écho ; ce dernier se manifeste au bout d'un temps égal à celui durant lequel a été appliqué le premier gradient (figure 5-13 et 5-14).

Une telle technique d'écho, si elle permet effectivement de disposer d'un signal complet, est malheureusement sans action sur les défauts d'homogénéité ΔB_0 du champ permanent. Les réglages et corrections de ce dernier sont, par suite, particulièrement importants en imagerie rapide.

b) Réduction du nombre des répétitions.

On a vu page 61 que l'attente correspondant à TR pouvait être utilisée pour acquérir plusieurs coupes consécutives. Une autre façon de procéder consiste à se contenter d'une seule coupe mais à multiplier les échos de spin en appliquant une série d'impulsions 180° , chaque écho étant enregistré après une incrémentation du gradient de codage par la phase (cf. page 46). On peut obtenir alors, en une seule fois ne consommant qu'un seul TR, 8 à 16 lignes du plan de Fourier^③, d'où un gain de temps d'un facteur équivalent. Le rapport signal/bruit étant peu touché, ce type de séquence s'emploie volontiers en imagerie de haute résolution.

■ *Balayage partiel du plan de Fourier^③* (nombre d'acquisition fractionnaire)

L'étude théorique des signaux du plan de Fourier montre que celui-ci présente une certaine symétrie et qu'il existe une redondance entre les lignes obtenues avec des gradients de signe opposé mais de même valeur absolue. Il est par suite possible de remplacer une partie des enregistrements par un calcul effectué à partir des autres. Susceptible de porter théoriquement sur 50 % des enregistrements (demi-excitation) l'obtention d'une image correcte en nécessite en pratique un peu plus. Le rapport signal/bruit, proportionnel à la racine du nombre d'enregistrements se trouve, par ailleurs, dégradé en conséquence.

■ *Méthode écho-planar*

Proposée dès 1977 par Mansfield, l'écho-planar consiste à pousser à l'extrême la réduction du nombre des répétitions en ne conservant plus qu'une seule impulsion d'excitation, une série d'impulsions 180° , actuellement remplacée par une série d'inversions très rapide de gradients, permettant de balayer en une fois la totalité du plan de Fourier. Bien que le gain de temps soit spectaculaire, abaissant la prise d'informations à 0,1 s, voire moins parfois, les contraintes technologiques ont jusqu'ici réservé cette possibilité à des appareils entièrement consacrés à cette méthode.

③ **PLAN DE FOURIER** - On a vu page 46 que le décodage conduisant à l'image utilisait une série de signaux $f_1(t)$, $f_2(t)$... en nombre équivalent au nombre de lignes que comportera l'image finale. On a vu également (note ③) que ces signaux étaient en fait des fonctions de la valeur du gradient qui était incrémentée entre chaque enregistrement ; on aurait pu les écrire $f_1(G_y)$, $f_2(G_y)$... On donne le nom de plan de Fourier à cet ensemble de signaux, chacun constituant une des lignes du plan. En raison de la réciprocité de la transformation de Fourier, ce plan est en effet la transformée de l'image et on montrerait sans peine que ses coordonnées, qui apparaissent à première vue comme des produits temps x gradients correspondent aussi à des fréquences spatiales, c'est-à-dire à des inverses de longueurs.

Chapitre 6

Imagerie et flux

La mesure de la vitesse de déplacement des liquides par RMN était connue bien antérieurement à l'apparition de l'IRM. Avec l'essor de cette dernière, plusieurs équipes ont cherché à combiner l'apport anatomique incontestable de l'imagerie et les déterminations de vitesses veineuses et artérielles. Dès les premières images, les phénomènes liés aux mouvements des spins sont apparus comme des artefacts. Par la suite, ces phénomènes ont été utilisés soit pour visualiser les liquides circulant (angiographie par résonance magnétique ou ARM) soit pour mesurer les vitesses de déplacement (vélocimétrie par RM). Ces types d'imagerie sont maintenant commercialisés et en cours d'évaluation clinique.

Nous envisagerons, dans ce chapitre, les effets des flux et les artefacts qui en résultent, puis nous aborderons leur utilisation dans les méthodes d'angiographie et de vélocimétrie.

1. LES EFFETS DES FLUX.

Les phénomènes à prendre en compte, pour des déplacements ayant lieu selon des directions différentes, n'étant pas de même nature et demandant à être étudiés séparément, on envisagera successivement :

- les effets d'un flux perpendiculaire au plan de la coupe sur l'intensité du signal ;
- les effets d'un flux situé dans le plan de la coupe, parallèlement à la direction d'un gradient ;
- les effets des mouvements des spins sur leur localisation.

a) Déplacement perpendiculaire au plan de la coupe

La séquence d'écho de spin (cf. p. 55 et 58) consiste à appliquer une impulsion de 90° , suivie d'une impulsion de 180° , dans le but de rephaser les spins pour obtenir de nouveau un signal. Seuls apparaissent sur l'image les spins dont la fréquence de résonance correspond à celle des deux impulsions qui sont sélectives (cf. p. 61). Si pour les spins fixes cela aboutit à l'image d'une tranche, pour les spins entrant dans la tranche, ou en sortant, entre deux impulsions, cela aboutit à des modifications de l'intensité du signal qu'il est nécessaire d'étudier séparément.

■ *Phénomène d'entrée dans la coupe entre deux impulsions successives de 90°*

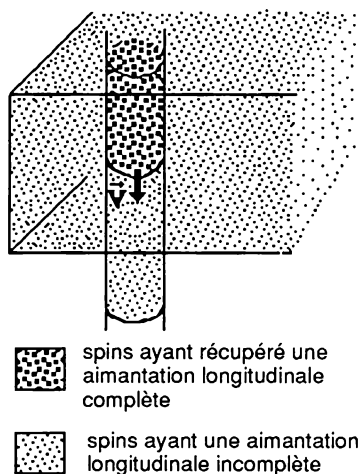


FIGURE 6-1. Phénomènes d'entrée dans la coupe.

Les spins immobiles de la coupe ont été excités sans que leur aimantation soit revenue complètement à sa valeur d'équilibre. Ceux qui viennent d'y entrer ont une aimantation complètement revenue à sa valeur d'équilibre.

L'acquisition de l'image d'une coupe nécessite la succession d'une grande série d'excitations et d'enregistrements (cf. p. 43). À chaque enregistrement, le signal est d'autant plus intense que l'aimantation longitudinale M_z a pu revenir plus proche de sa position d'équilibre $M_{z,0}$ (cf. p. 52), ce que favorise l'existence d'un T_1 court ou d'un TR long. Si, bien que M_z n'ait pas eu le temps de revenir à la valeur de $M_{z,0}$ entre les impulsions de 90° de deux séquences successives, la totalité des spins d'un élément de volume est renouvelée, celui-ci retrouve à chaque enregistrement une aimantation maximale et donne un signal maximal ; tandis que si seule une fraction des spins est renouvelée (figure 6-1), le signal se trouve corrélativement moins augmenté. C'est ce qui se produit, modulé selon la valeur de la vitesse circulaire, au niveau des vaisseaux perpendiculaires aux premières coupes d'un enregistrement multicoupes (cf. p. 61). On a donné à ce phénomène le nom de renforcement paradoxal du signal.

■ *Phénomène de sortie de la coupe entre l'impulsion de 90° et l'impulsion de 180°*

Pour que les spins apparaissent sur l'image, il est nécessaire qu'ils puissent résonner non seulement à l'impulsion de 90° mais aussi à celle de

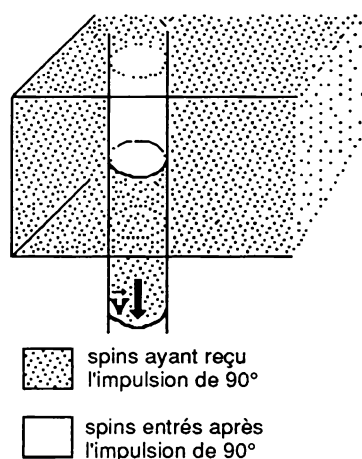


FIGURE 6-2. Phénomènes de sortie de la coupe.

Une partie des spins excités est remplacée par des spins non excités.

180° ; cette dernière étant sélective du fait de son association à un gradient, les spins qui sortent de la région où le gradient leur donne la fréquence de résonance correspondant à celle de l'impulsion échappent au rephasage et leur signal disparaît de l'intérieur du vaisseau (figure 6-2). Contrairement aux phénomènes d'entrée, les phénomènes de sortie aboutissent ainsi à une atténuation du signal car les spins qui arrivent dans la coupe pendant le même laps de temps, n'ont pu basculer dans le plan de mesure sous l'effet de l'impulsion de 90° avant de s'inverser sous l'effet de celle de 180°.

■ Combinaison des phénomènes d'entrée et de sortie

La combinaison des deux effets, d'entrée et de sortie, fait intervenir la notion de **temps de vol** que l'on peut définir comme étant la durée que mettrait un plan (infinitement mince), pris dans un vaisseau, pour traverser la coupe examinée. Si pendant le faible laps de temps d'une séquence (cf. p. 50) on peut admettre que la vitesse circulatoire V est constante, le temps de vol T_v prend, en fonction de l'épaisseur Δz de la coupe, l'expression suivante :

$$T_v = \frac{\Delta z}{V}$$

L'ordre de grandeur de T_v est à rapprocher des valeurs usuelles de TE (cf. p. 60) : pour $V = 1 \text{ ms}^{-1}$ et une épaisseur de coupe de 1cm, on a $T_v = 10 \text{ ms}$.

Pour connaître l'effet prédominant, il faut comparer T_v aux paramètres de la séquence utilisée : TR et TE .

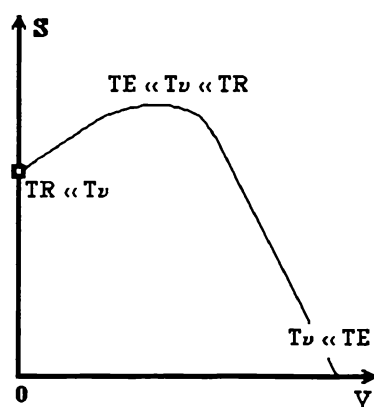


FIGURE 6-3. Variation du signal S en fonction de la vitesse V du sang circulant perpendiculairement à la coupe.

◆ $TR \ll T_v$

Un temps de vol très grand par rapport à TR revient à une vitesse nulle. Le signal correspondant peut être pris comme référence (figure 6-3). Lorsque T_v diminue, du fait de l'augmentation de la vitesse, le phénomène d'entrée prend de l'importance et le signal se renforce.

◆ $TE \ll T_v \ll TR$

Lorsque T_v devient suffisamment petit devant TR , le sang compris dans la tranche se trouve complètement renouvelé entre les deux impulsions et l'effet d'entrée devient maximal. Le signal reste à son maximum tant que T_v reste important par rapport à TE , ce qui rend négligeable la quantité de sang échappant à l'impulsion 180°.

◆ $T_v \ll T_E$

La vitesse augmentant, le signal diminue car la quantité de sang qui abandonne la tranche avant l'impulsion 180° augmente. Lorsque la vitesse est telle que la totalité du sang est renouvelée entre les deux impulsions, c'est-à-dire pendant la durée $T_E/2$, aucun des spins excités ne peut être re-phasé et le vaisseau paraît vide.

b) Déplacement dans le plan de la coupe, parallèlement à un gradient

■ *Déphasage dû à un déplacement parallèle à un gradient*

La vitesse de précession des spins est proportionnelle à l'intensité du champ magnétique. En l'absence de gradient, tous les moments magnétiques élémentaires du volume étudié tournent à la même fréquence. En présence d'un gradient de champ magnétique, chacun tourne à une vitesse qui dépend de sa position et donc varie si le moment se déplace. Cette variation entraîne des décalages de phase. Une façon d'apprécier ces derniers consiste à calculer, dans un repère tournant à la vitesse $\omega_0 = \gamma B_0$ (cf. p. 102), l'angle ϕ parcouru pendant une durée t donnée. On utilise, pour ce calcul, la vitesse de précession d'un élément de volume soumis à un gradient G_x , c'est-à-dire à un supplément de champ $G_x \cdot x$. Cet élément étant situé à une distance x , sa vitesse ω dans le repère tournant est donnée par : $\omega = \gamma G_x \cdot x$.

Pour les voxels immobiles, x étant constant, ω l'est aussi et l'angle ϕ parcouru par l'aimantation, c'est-à-dire la phase, est simplement donné par le produit ωt soit :

$$\phi = \gamma G_x x t \quad [6-1]$$

Pour les voxels en mouvement, si V est leur vitesse de déplacement parallèle à la direction du gradient G_x , la vitesse de précession ω change au cours du temps, ce qui empêche d'effectuer le calcul comme précédemment. La relation existant entre ϕ et t s'établit en remplaçant x par $V t$ ce qui conduit à : $\omega = \gamma G_x V t$. On considère ensuite le petit angle $d\phi$ parcouru pendant le court instant dt , durant lequel on peut négliger les variations de ω ; puis on intègre l'expression obtenue avec, comme conditions initiales, $\phi = 0$ et $x = 0$ à l'instant $t = 0$ de l'impulsion de 90° :

$$d\phi = \gamma G_x V t dt$$

$$\varphi = 1/2 \gamma G_x V t^2 \quad [6-2]$$

Entre deux instants t_1 et t_2 , la variation de phase $\Delta\varphi_{t_1 \rightarrow t_2}$ sera donnée par :

$$\Delta\varphi_{t_1 \rightarrow t_2} = 1/2 \gamma G_x V (t_2^2 - t_1^2) \quad [6-3]$$

Les conséquences de la différence entre les relations [6-1] et [6-2], concernant les spins mobiles et immobiles, pour une même durée t , vont se manifester au moment de l'enregistrement.

■ Conséquences au moment des échos

On a vu (cf. p. 58) que l'acquisition d'une image nécessitait l'obtention d'un écho, technique impliquant un déphasage dans un premier gradient, puis un rephasage dans un deuxième gradient.

◆ AU PREMIER ÉCHO

Que l'écho soit obtenu par une impulsion de 180° placée entre deux gradients identiques ou par l'inversion d'un gradient, l'angle φ de déphasage s'obtient en appliquant les relations précédentes avec des signes différents pour les moments de déphasage et de remise en phase. On a donc, en choisissant arbitrairement le signe (-) lors de la remise en phase :

— **pour les spins immobiles**, par application de la relation [6-1], en faisant $t = TE$ et en plaçant l'impulsion de 180° , ou l'inversion de gradient, au temps $TE/2$:

$$\varphi_{TE} = \gamma G_x x \frac{TE}{2} - \gamma G_x x (TE - \frac{TE}{2}) = 0$$

— **pour les spins en mouvement**, par application de la relation [6-3], avec les même notations pour les temps :

$$\begin{aligned} \varphi_{TE} &= \frac{1}{2} \gamma G_x V \left(\frac{TE}{2}\right)^2 - \frac{1}{2} \gamma G_x V [(TE)^2 - \left(\frac{TE}{2}\right)^2] \\ \varphi_{TE} &= -\frac{1}{4} \gamma G_x V (TE)^2 = -\Delta\varphi \end{aligned} \quad [6-4]$$

La relation [6-4] montre que tous les spins possédant une même vitesse $\vec{V}$ se rephasent bien au même instant TE que les spins immobiles. A

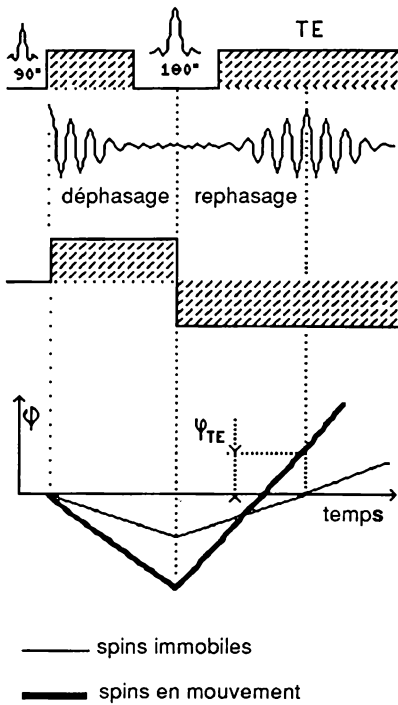


FIGURE 6-4. En haut : qu'il soit, obtenu à partir d'une impulsion de 180° , ou d'une inversion de gradient, l'écho implique la succession d'un déphasage puis d'une remise en phase.

En bas : à l'instant TE de l'écho, la phase est nulle pour les spins immobiles ; elle vaut φ_{TE} pour les spins en mouvement.

la différence de ces derniers, cependant, ils le font avec une phase φ_{TE} différente de zéro, proportionnelle au module V et positive ou négative selon l'orientation de $\vec{V}$ par rapport au gradient (figures 6-4 et 6-5).

Bien qu'ils se rephasent au même instant, les spins des différents éléments de volume circulants donnent un signal atténué. En effet, le flux n'étant pas uniforme, il existe tout un éventail de vitesses auquel correspond un éventail de phases φ_{TE} ; ce qui donne le même résultat qu'un défaut de mise en phase.

◆ AU DEUXIÈME ECHO

A l'instant TE du premier écho, on vient de voir que les spins mobiles possèdent, par rapport aux spins immobiles, un décalage de phase $\varphi_{TE} = -\Delta\varphi$ dépendant de leur vitesse.

Lors d'un deuxième écho, le phénomène est le même ; à ceci près que l'ordre dans lequel se présente soit l'accélération soit le ralentissement de la précession des spins responsables d'abord du déphasage puis ensuite du rephasage se trouve inversé. En effet (figure 6-6), que l'écho repose sur une impulsion d'inversion placée entre deux gradients de même signe ou sur une inversion de gradient, on peut se rendre compte qu'un deuxième écho est toujours obtenu à partir d'un déphasage dû au prolongement de l'action du gradient ayant refocalisé l'écho précédent. Vis à vis de l'équation [6-3], cela revient à changer le signe de la différence des deux termes du second membre et aboutit (cf. relation [6-4]) à :

$$\varphi_{TE \rightarrow 2TE} = +\frac{1}{4} \gamma G_x V (TE)^2 = +\Delta\varphi$$

On a ainsi de façon générale $\varphi_i = -\varphi_{i-1}$: un deuxième écho apporte une phase qui annule celle acquise lors du premier. Tous les spins, quelle que soit leur vitesse, se retrouvent par suite avec la même phase $\varphi = 0$ sur le second écho. Ce raisonnement peut être généralisé à n échos à condition qu'ils se produisent à une période constante égale à TE : le rephasage apporte sur les images obtenues par un écho pair un renforcement du signal des liquides circulant, par rapport à ce que l'on peut observer sur l'image de l'écho impair précédent.

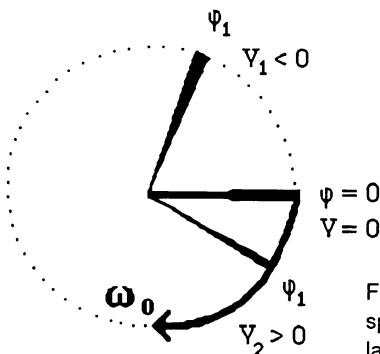


FIGURE 6-5. Dans le repère tournant à la vitesse ω_0 , les spins se refocalisent avec une phase φ proportionnelle à la vitesse V de leur déplacement dans le gradient.

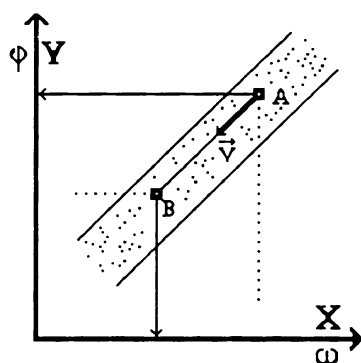


FIGURE 6-7 En raison de sa vitesse de déplacement $\vec{V}$, l'élément de volume se trouve en A lors du codage de son ordonnée, par la phase et en B lors du codage de son abscisse par la fréquence. Son image subit donc un décalage proportionnel à la projection de $\vec{V}$ sur l'axe des X.

c) Incidence du mouvement des spins sur leur localisation

Deux phénomènes peuvent, dans des conditions différentes, être responsables d'un décalage entre la position réelle des spins et leur localisation sur l'image. L'un intéresse les portions de vaisseaux comprises dans le plan de la coupe et présentant une direction oblique par rapport à celles des codages en phase et en fréquence. L'autre intéresse les vaisseaux perpendiculaires au plan de la coupe.

■ Déplacement dans le plan de la coupe

On a vu que la reconstruction d'une coupe par transformée de Fourier bidimensionnelle reposait sur l'application successive d'un gradient le long des Y pour coder en phase, puis d'un gradient le long des X pour coder en fréquence (cf. p. 44). Du fait de leur déplacement, les voxels d'un flux sanguin oblique par rapport aux directions de ces gradients se trouvent en des points différents lors de chacun des deux codages (figure 6-7). Leur image est donc reproduite avec l'ordonnée y du premier et l'abscisse x du second. Le phénomène se reproduisant pour tous les éléments de la portion de vaisseau, celle-ci se trouve globalement décalée. On peut voir sur la figure que ce décalage est proportionnel à la composante de la vitesse le long de l'axe du codage intervenant en second, c'est-à-dire celui de la fréquence.

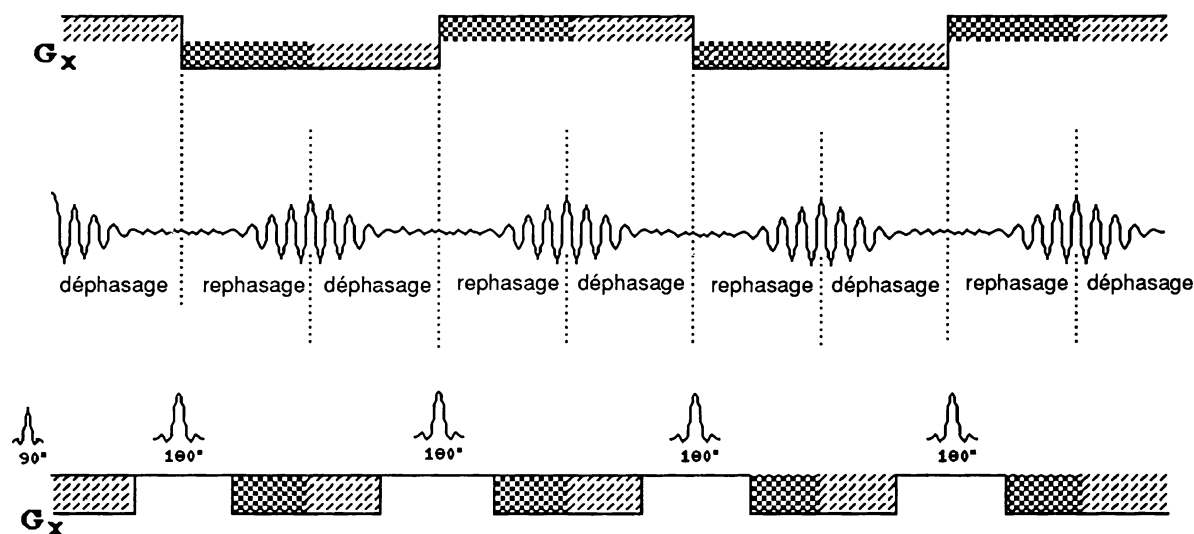


FIGURE 6-6. Dans une série d'échos, qu'ils soient obtenus par une inversion de gradient ou par une impulsion de 180° qui inverse les spins, la succession du rephasage et du déphasage est toujours obtenue, pour un écho donné, par un gradient dont l'effet sur les spins est l'inverse de celui de l'écho précédent ; en sorte qu'il agit chaque fois dans un sens différent. Cela implique de changer, à chaque écho, le signe du déphasage dans la relation [6-4].

On peut se rendre compte, par ailleurs, qu'un déplacement parallèle à l'une des deux directions de codage n'aboutit pas au même résultat : pour un déplacement parallèle à G_Y , la composante donnant le décalage est nulle et pour un déplacement parallèle à G_X le résultat se traduit sur l'image par un simple glissement du vaisseau sur lui-même, difficile à déceler (figure 6-8).

■ Déplacement perpendiculaire au plan de la coupe

On a vu que les flux perpendiculaires au plan de la coupe donnaient un signal, si leur vitesse n'était pas trop importante (cf. p. 67). Les voxels responsables de ce signal se déplacent, par ailleurs, dans le gradient G_Z au moment de chaque impulsion sélective de 90° et 180° . Ils acquièrent, de ce fait, une phase $\Delta\phi$ que l'inversion de G_Z , pratiquée après ces impulsions pour rephaser les spins immobiles, ne supprime pas. Modulée par le caractère pulsatile du flux des troncs artériels importants, ainsi que par le caractère répétitif de l'acquisition, qui lui donne en outre un caractère aléatoire, $\Delta\phi$ interfère avec le mécanisme du codage de phase (cf. p. 44) en donnant, dans la direction de celui-ci dans le plan de la coupe, une série de motifs plus ou moins répétitifs. Le temps d'application de G_Z étant très bref, ce type d'artefact apparaît surtout pour des vitesses circulatoires élevées. Il se remarque en particulier souvent sur les coupes transversales de l'abdomen au niveau de l'aorte et sur les coupes de la région cervicale au niveau des carotides. Il peut gêner l'interprétation des images si des techniques particulières de compensation de phase ou de saturation de spins ne sont pas utilisées pour le diminuer (figure 6-9).

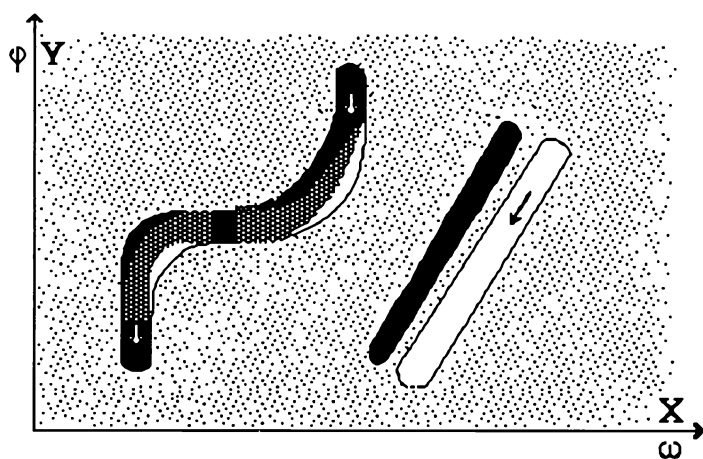


FIGURE 6-8. Sur l'image de la coupe, les flux vasculaires obliques sont représentés décalés d'une longueur proportionnelle à la projection de leur vitesse sur l'axe correspondant à la direction du codage par la fréquence.

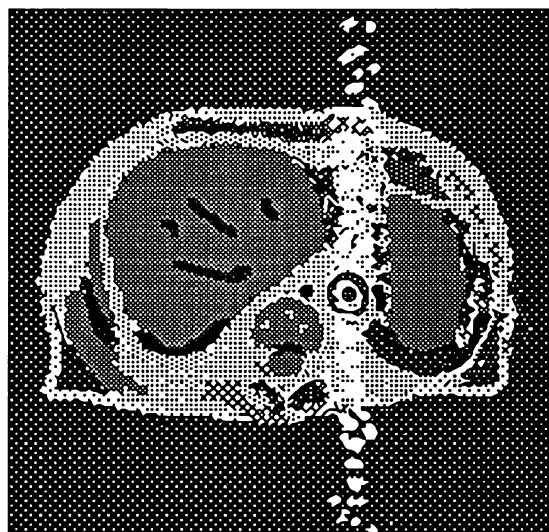


FIGURE 6-9. Aspect schématique d'une coupe transversale parasitée par un flux sanguin pulsatile.

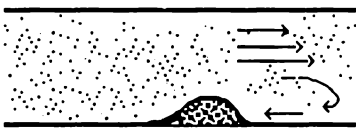
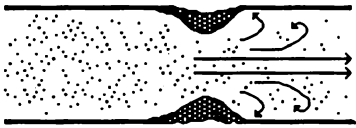
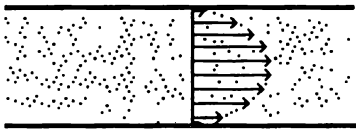


FIGURE 6-10. Principaux types de flux.

En haut : flux laminaire.

Au milieu : accélération.

En bas : contrecourant.

2. ANGIOGRAPHIE ET VELOCIMETRIE RMN

Certaines séquences, aujourd'hui commercialisées, utilisent les phénomènes décrits précédemment pour générer des cartographies de vitesse ou des angiographies.

a) Caractères des flux à représenter

Les techniques à mettre en œuvre doivent prendre en compte les différents types de déplacement sanguin (figure 6-10). Le cas le plus simple serait celui d'une vitesse constante dans le temps et uniforme dans l'espace. En fait les flux vasculaires les plus simples sont de type laminaire, à profil sensiblement parabolique, avec une vitesse nulle sur les parois et maximale au centre des vaisseaux. Approximativement valable pour les veines, ce modèle se complique pour les artères, les pulsations cardiaques ajoutant des accélérations périodiques. En cas de sténose, on peut observer une accélération locale laminaire voisinant avec des turbulences désordonnées et en cas d'obstruction partielle dissymétrique des contrecourants locaux. Tous ces phénomènes modifient l'image obtenue par RMN.

b) Méthodes de vélocimétrie par Résonance Magnétique

Comme il existe des phénomènes de temps de vol et des phénomènes de phase, il existe des méthodes de vélocimétrie par temps de vol ou par étude de la phase

■ Vélocimétrie par temps de vol

Etant donné que les modifications de contraste entraînées par les phénomènes d'entrée et de sortie dépendent de la vitesse circulatoire, certains auteurs ont proposé de calculer la vitesse circulatoire à partir de l'intensité de signal des vaisseaux perpendiculaires à la coupe. Ces méthodes sont actuellement abandonnées car elles présentent deux inconvénients : d'une part, la courbe donnant l'intensité du signal en fonction de la vitesse circulatoire (figure 6-3) n'étant pas monotone, une même intensité peut représenter deux vitesses différentes ; d'autre part, le contraste dépendant aussi des temps de relaxation, il serait nécessaire de les mesurer pour en déduire la vitesse, ce qui aboutirait à des séquences très longues.

Par contre, des méthodes dites de "suivi d'embolo" (bolus tracking) ont été décrites pour suivre le sang entrant ou sortant : on peut, par exemple, construire une image sur laquelle la coupe apparaît comme une

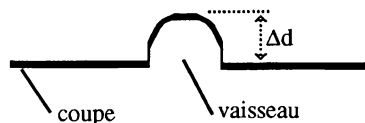


FIGURE 6-11 Alors que les tissus immobiles de la coupe se présentent comme une bande mince de signal intense, le sang circulant donne un signal décalé d'une distance Δd proportionnelle à sa vitesse et dont le profil représente la distribution des vitesses dans le vaisseau.

bande de signal intense, dû à la superposition de tous les tissus immobiles, alors que le sang sorti de la coupe entre l'impulsion et la mesure donne un signal situé à une certaine distance, dans une direction perpendiculaire à la direction de sélection (figure 6-11). La mesure de la distance parcourue pendant le temps d'écho permet de connaître la vitesse moyenne d'écoulement sur cette période. Cette méthode a l'inconvénient de ne pas représenter l'anatomie de la coupe en même temps que le déplacement.

Une variante de cette méthode consiste à saturer les spins d'un vaisseau situé dans le plan de l'image avant d'acquérir l'image. Le sang saturé se traduit par une bande noire dont la déformation à des instants différents du cycle cardiaque donne le sens circulatoire et une estimation de la vitesse.

■ *Vélocimétrie par étude du déphasage*

Si les méthodes de vélocimétrie par temps de vol permettent d'estimer la vitesse, seules les méthodes de déphasage permettent de la mesurer avec précision. Ces méthodes sont toutes basées sur l'expression de la phase des aimantations circulantes : on a vu dans les paragraphes précédents que la phase des aimantations lors d'un premier écho, est directement proportionnelle à la vitesse circulatoire. On peut admettre que toute mesure de cette phase donnera la vitesse. La méthode la plus simple consiste à utiliser la transformation de Fourier : on sait que celle-ci permet de calculer non seulement le module des aimantations donnant ainsi les images anatomiques que l'on connaît, mais aussi la phase des aimantations. En représentant une cartographie de phase (sur laquelle le contraste dépend de l'angle de l'aimantation), on génère en fait une véritable cartographie des vitesses circulatoires. Des programmes de traitement des données permettent de calculer la vitesse en chaque point de ces images et, connaissant les surfaces des vaisseaux, de calculer les débits. Ces méthodes, maintenant bien au point sur le plan technique, sont en cours d'évaluation clinique.

c) Méthodes d'angiographie par Résonance Magnétique

De la même manière que pour les méthodes de vélocimétrie, on peut réaliser des angiographies en utilisant les phénomènes de temps de vol ou de déphasage.

■ *Angiographies par temps de vol*

Il faut d'abord noter que dans la séquence d'écho de gradient, étant donné l'absence d'impulsion de 180° , le phénomène de sortie n'existe pas.

La circulation du sang ne peut alors qu'aboutir à une augmentation d'intensité du signal due à une entrée, dans le volume exploré, de sang non saturé par les impulsions précédentes. Ce phénomène est encore accentué par l'utilisation de TR très courts qui ont pour effet de diminuer fortement l'aimantation des tissus fixes. Si l'on ajoute une compensation des flux obtenue en inversant rapidement le gradient, comme pour obtenir un écho pair, on conçoit que le signal du sang circulant soit beaucoup plus intense que celui des tissus fixes. Un algorithme permettant de projeter sur un plan uniquement les pixels de plus forte intensité (MIP pour Maximum Intensity Projection), donne une projection de l'arbre vasculaire. La reconstruction sur plusieurs incidences à partir d'une acquisition tridimensionnelle, permet de voir cet arbre vasculaire sous différentes incidences.

■ *Angiographies par contraste de phase*

On a vu page 69 et 70 que l'application d'un écho de gradient, donne aux aimantations des tissus mobiles un déphasage $+\Delta\phi$ ou $-\Delta\phi$ selon que l'on utilisait un gradient d'abord positive puis négative ou d'abord négatif puis positif, alors que les tissus immobiles conservaient une phase nulle dans les deux cas. En faisant la soustraction de deux images obtenues avec des gradients se succédant de façon inverse, le signal des tissus fixes va s'annuler alors que l'aimantation mesurée dans les tissus mobiles va se composer en raison des différences de phase. L'image résultante est alors une image d'angiographie. Si l'acquisition est tridimensionnelle, un algorithme MIP améliore encore le contraste.

De nombreuses autres méthodes d'angiographie par Résonance Magnétique ont été proposées ; elles en sont cependant encore au stade de l'évaluation.

3. IMAGES DE DIFFUSION

La diffusion, comme les autres mouvements incohérents "intravoxel", se traduit par un défaut de refocalisation au moment de l'écho. Mais contrairement aux cas précédents, son caractère incohérent n'autorise aucune technique de refocalisation. D'importance modérée, elle n'aboutit pas dans les conditions usuelles à une disparition du signal, mais seulement à un raccourcissement apparent du temps de relaxation T2. On peut, en effet, montrer que son action consiste à ajouter au coefficient exponentiel $-t/T_2$ de la relation [3-3] un terme en $-\gamma^2 G_x^2 D t^3$, où D est le coefficient de diffusion exprimé en cm^2s^{-1} et t la valeur du temps d'écho TE.

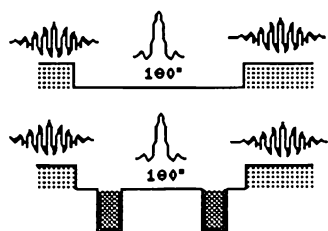


FIGURE 6-12. En effectuant deux images, l'une dans les conditions habituelles, l'autre en présence d'un gradient intense, on peut obtenir par leur soustraction une image de diffusion.

Les méthodes proposées pour obtenir une image pondérée en D consistent à adapter à l'imagerie une ancienne méthode de mesure de la diffusion par spectrométrie RMN. On peut, par exemple, effectuer successivement deux images : l'une dans les conditions habituelles de pondération en ρ (TR long et TE court) avec un écho pair (cf. p.70), l'autre dans les mêmes conditions mais en présence d'un gradient intense destiné à accentuer l'effet de décroissance dû à la diffusion (figure 6-12). On peut également augmenter le TE de la deuxième image pour sensibiliser la méthode.

Une quantification précise nécessiterait de s'affranchir des conséquences des mouvements macroscopiques. Des solutions ont été proposées dans ce sens pour obtenir des images de diffusion à l'aide de séquences ultrarapides, à l'aide d'écho-planar notamment (cf. page 64).

Chapitre 7

Recherche d'un effet biologique possible

Par comparaison avec les explorations médicales faisant appel à des rayonnements ionisants, telles que la Radiologie ou la Médecine Nucléaire, la Résonance Magnétique Nucléaire se présente comme une technique d'investigation particulièrement anodine. Cependant, avant de pouvoir la déclarer d'une innocuité totale, il convient d'étudier à quels effets elle est susceptible de donner lieu, et quelles conséquences pour la santé pourraient avoir ces effets. Lors d'un examen d'IRM, le sujet est soumis à trois phénomènes physiques : un champ magnétique $\vec{B}_0$ fixe, uniforme et de haute intensité, des gradients de champ magnétique appliqués rapidement, enfin des impulsions d'ondes électromagnétiques de haute fréquence.

Il convient d'examiner séparément les effets physiques de chacun de ces trois phénomènes sur l'organisme, puis de rechercher quelles peuvent être leurs conséquences biologiques ainsi que les incidences éventuelles de ces dernières sur la santé d'un patient.

1. CHAMP MAGNETIQUE FIXE

a) Possibilités d'action biologique

Les champs utilisés en imagerie par RMN vont de 0,02 à 2 T alors que le champ magnétique terrestre n'est que de $0,5 \cdot 10^{-4}$ T. De façon théori-

que, on peut rechercher des effets possibles sur les structures moléculaires, cellulaires puis tissulaires, ainsi que sur les systèmes biologiques. On peut enfin voir ce que des observations rapportées chez l'homme comportent de reproductible.

A l'échelle moléculaire, des orientations de structures présentant un moment magnétique sont envisageables. Elles nécessiteraient, cependant, que les énergies d'interaction mises en jeu soient supérieures aux énergies de l'agitation thermique ; ce qui n'est en fait pas le cas, sauf peut-être pour de longues chaînes moléculaires et au dessus de 2 T. Les recherches menées jusqu'à 2 T sur les chaînes phospholipidiques et les molécules des membranes se sont avérées négatives, de même que les recherches de mutagenèse sur l'ADN. Par contre, en s'adressant à des systèmes plurimoléculaires organisés, on a pu mettre en évidence des phénomènes d'orientation, en particulier au niveau de photorécepteurs ainsi qu'au niveau de structures membranaires. Dans ce dernier cas, des mécanismes de transport pourraient être très localement modifiés par des hétérogénéités de champ. Cela ne pourrait néanmoins affecter l'ensemble du transport au niveau d'une cellule. On n'a d'ailleurs encore jamais réussi à mettre en évidence de modification de cinétique enzymatique, même pour des champs beaucoup plus élevés que ceux utilisés en IRM.

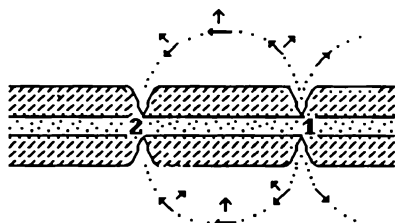


FIGURE 7-1. Un champ magnétique modifiant les trajectoires ioniques d'un noeud de Ranvier à l'autre pourrait théoriquement modifier la vitesse de conduction de l'influx nerveux.

A l'échelle cellulaire, les risques à rechercher sont surtout de caractère génétique et mutagène. Bien que des recherches anciennes aient attiré l'attention sur l'éventualité de tels risques, aucun des travaux récemment conduits dans ce domaine n'a pu établir de fait significatif par rapport aux témoins, que ce soit sur des plantes eucaryotes, des bactéries ou des leucocytes. Dans un domaine différent, des modifications de la conduction nerveuse, réversibles dès la sortie du champ, ont été considérées comme possibles. Elles pourraient être dues aux forces de Laplace (cf. p. 86) agissant sur les ions en mouvement et modifiant de ce fait les courants intervenant dans la propagation de l'influx d'un noeud de Ranvier à l'autre (figure 7-1) ; il faudrait cependant théoriquement des champs de 24 T pour obtenir des réductions de la vitesse de conduction de l'ordre de 10% et rien dans ce domaine n'a pu être obtenu expérimentalement.

A l'échelle des tissus et des organismes, les résultats ne sont guère plus probants. A part un certain ralentissement du rythme cardiaque, non décelé à 1T, atteignant en moyenne 17% pour des champs de 2T et totalement réversible dès la sortie du champ, rien de certain n'a pu être démontré. Des symptômes subjectifs très variés ont été rapportés chez les travailleurs soumis régulièrement soit à des champs de 2T en exposition corporelle totale prolongée, soit à des champs locaux 10 fois plus intenses. Il s'agissait de malaises, de nausées, de migraines, de céphalées, de désorientation, d'irritabilité, etc. Ces symptômes n'ont cependant pas été retrouvés lors d'expériences contrôlées et les faits rapportés ne peuvent être considérés comme présentant une grande valeur.

b) Effet Hall



FIGURE 7-2. Représentation schématisée d'un électrocardiogramme normal (en haut) et de la façon dont il peut être affecté par l'effet Hall (en bas).

Bien que son incidence biologique soit, a priori, extrêmement faible voire nulle, l'effet Hall mérite d'être signalé car il peut être décelé sur les enregistrements d'électrocardiogramme (figure 7-2) obtenus sur les patients placés dans un appareil d'IRM. Décrit depuis la fin du siècle dernier et à l'origine d'une technique de débitmétrie électromagnétique, il repose sur l'application de la force de Laplace (cf. p. 86) aux charges en mouvement. Dans le cas particulier qui nous intéresse, les charges sont celles des ions présents dans le sang circulant à l'intérieur des vaisseaux. La force correspond, pour une charge q , une vitesse $\vec{v}$ et un champ $\vec{B}$, au produit vectoriel :

$$q (\vec{v} \wedge \vec{B})$$

Elle dévie la trajectoire des ions dans un sens qui dépend de leur signe et aboutit ainsi (figure 7-3) à des concentrations de charges de signes opposés sur des portions de parois situées en vis-à-vis. Il en résulte un champ électrique de module $E = vB$ qui, à l'intérieur du vaisseau, compense les forces électromagnétiques et restaure la trajectoire normale des ions et, à l'extérieur, engendre des oscillations reproduisant à distance les variations du flux sanguin.

Dans un champ donné, l'effet Hall se manifeste donc, en pratique, surtout pour les déplacements perpendiculaires au champ. Des valeurs de la vitesse et du champ déjà notables sont, par ailleurs, nécessaires pour que son influence soit perceptible. En IRM à 2 T, et à un moindre degré à 1T, le champ $\vec{B}_0$ étant placé selon l'axe du corps, ces conditions se trouvent réunies au niveau de l'axe de la crosse de l'aorte ainsi qu'au niveau de certains gros troncs pulmonaires. On attribue en général à cette origine les modifications observées sur les électrocardiogrammes au niveau de l'onde T, lors d'enregistrements effectués durant les examens d'IRM. C'est, en effet, à cet instant du cycle cardiaque qui succède immédiatement à la systole que la vitesse locale du sang est maximale.

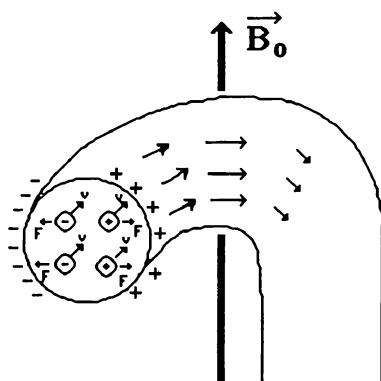


FIGURE 7-3. Effet Hall au niveau de la crosse de l'aorte : l'application de la force de Laplace aux charges des ions mobilisés durant la chasse systolique entraîne l'apparition d'une polarisation des parois de l'artère.

v : vitesse des ions
 F : force de Laplace

Les calculs montrent que dans un champ de 1T et pour une vitesse de déplacement de $0,6 \text{ ms}^{-1}$, c'est-à-dire de l'ordre de celles correspondant aux chasses systoliques, la différence de potentiel apparaissant entre des parois distantes de 2,5 cm est de 16 mV. Suffisante pour être décelable à l'électrocardiogramme, cette différence de potentiel qui prend naissance de part et d'autre du gros vaisseau reste insuffisante pour pouvoir, même à des champs de 3 T, entraîner à plusieurs centimètres de là, au niveau du myocarde, des différences approchant les 40 mV du seuil de dépolarisation. Il n'en reste pas moins que pour des champs plus élevés et disposés différemment, le problème serait à revoir, ce qui justifie en attendant plus d'informations le respect des normes conseillées par différents organismes (cf. tableau 7-I).

c) Précautions pratiques

Le véritable danger des champs magnétiques semble, en l'état actuel de nos connaissances, en fait d'origine beaucoup plus mécanique que biologique. Il s'agit du risque de voir, au cours d'un examen, des objets tels que des ciseaux, des pinces, ou des clefs, attirés par l'aimant et projetés violemment sur le malade. De même, on doit penser aux possibilités de déplacement de prothèses métalliques ou de clips chirurgicaux qui, bien que réputés non ferromagnétiques, pourraient l'être très légèrement. Dans le même ordre d'idée, certaines professions, telles que celle de tourneur, doivent faire penser à la possibilité de particules métalliques fixées dans la cornée et dont les déplacements pourraient endommager celle-ci ; de même, on a pu signaler que les particules métalliques de certains fards à paupière pouvaient être cause d'irritations locales.

Il faut également savoir que le fonctionnement des **pacemakers** peut être perturbé par des champs de 5 à 10 G, soit 0,5 à 1 mT, champs régnant à une distance de 6 à 10 mètres des appareils, selon leur type.

Le fonctionnement d'une unité d'IRM doit tenir compte de tous ces risques et répondre à des dispositions propres à les minimiser.

2. GRADIENTS DE CHAMP MAGNETIQUE

a) Vibrations de corps étrangers

Les déplacements précédents d'objets métalliques sont, en fait, dus non pas au champ lui-même mais à ses variations dans l'espace, les matériaux ferromagnétiques se dirigeant des régions où le champ est le plus faible vers celles où il est le plus élevé. La succession rapide des établissements et des suppressions des gradients ainsi que leur inversion peuvent donc mettre en vibration les corps étrangers métalliques qui présentent des caractères ferromagnétiques et de ce fait endommager le tissu voisin. Le cas le plus dangereux serait certainement celui d'un clip vasculaire cérébral susceptible de déchirer le vaisseau sur lequel il a été posé.

b) Courants d'induction

Les courants d'induction qui naissent lors de l'établissement et de la suppression des gradients pourraient, a priori, être responsables d'action sur les structures nerveuses excitables. On sait, en effet, qu'une variation de

flux $\pi r^2 \text{ dB/dt}$ ($\text{Ts}^{-1}\text{m}^{-2}$) au travers d'une boucle de courant de rayon r (m), possédant une conductivité σ (siemens m^{-1}), engendre dans cette boucle une force électromotrice qui produit un champ électrique E (Vm^{-1}) correspondant à :

$$E = 0,5 r \text{ dB/dt}$$

d'où une densité de courant donnée par le produit σE .

L'application de ces données à un corps humain placé dans un appareil d'IRM ne peut être qu'approximative. En effet, si la variation de champ dB/dt est parfaitement connue, les caractéristiques électriques des tissus biologiques sont beaucoup trop hétérogènes pour se prêter à une modélisation rigoureuse. Il n'est, en particulier, guère possible d'apprécier correctement ni les courants induits au niveau des régions liquidiennes microscopiques plus ou moins conductrices, ni les champs électriques apparaissant au niveau des membranes à forte résistivité. L'évaluation de l'ordre de grandeur des courants d'induction susceptibles d'apparaître a pu cependant être effectuée moyennant des simplifications importantes. En considérant, par exemple, une boucle de conducteur ayant le diamètre de la tête et en admettant une conductivité homogène de $0,2 \text{ siemens m}^{-1}$, on peut calculer que des variations de champ de 1 Ts^{-1} donnent, pour les tissus périphériques céphaliques, des densités de courant de $0,01 \text{ A m}^{-2}$. Le résultat de cette évaluation est à rapprocher des valeurs suivantes obtenues par des mesures électriques directes ou calculées à partir de données fiables :

— densité de courant dans les membranes.....	10	A m^{-2}
— densité de courant pendant un potentiel d'action.....	30	A m^{-2}
— déclenchement d'une fibrillation cardiaque.....	1 à 10	A m^{-2}
— phosphènes d'Arsonval.....	0,17	A m^{-2}

La dernière valeur est particulièrement intéressante. En effet, les phosphènes que d'Arsonval a obtenus sur lui-même par stimulation extérieure, sont des phénomènes anodins, faciles à reproduire et dont on sait mesurer le seuil, qu'on les reproduise par application d'électrodes sur la tête ($17 \mu\text{A cm}^{-2}$) ou à l'aide de variations de champ magnétique ($2 \text{ à } 5 \text{ T s}^{-1}$). Le fait de n'en avoir jamais observé durant la réalisation d'images par RMN apporte une certaine sécurité en prouvant que les évaluations effectuées sur les densités de courant n'ont pas donné lieu à une sous-estimation dangereuse, en particulier vis-à-vis d'une fibrillation cardiaque.

Malgré la marge de sécurité sur laquelle on peut ainsi compter, une précaution supplémentaire, sage à utiliser en attendant un recul plus important, consiste à pouvoir disposer rapidement sur place d'un matériel de défibrillation ; cela au cas où des données inconnues pouvant relever d'une

susceptibilité particulière du patient ou de facteurs physiques imprévus modifieraient les conditions du problème.

3. CHAMPS ELECTROMAGNETIQUES DE HAUTE FREQUENCE

a) Etudes théoriques générales

Utilisées depuis longtemps déjà à des fins thérapeutiques, sous le nom d'ondes courtes, les ondes électromagnétiques dont la fréquence dépasse le MHz ont des effets connus et qui se résument pour l'essentiel à un échauffement des tissus. Due à l'effet Joule des courants d'induction, la quantité d'énergie ainsi apportée par seconde, ou puissance, ainsi que par unité de masse de tissu s'exprime en watt par kilogramme (W kg^{-1}) et porte le nom de puissance spécifique absorbée (PSA). On la rapporte en général, pour faciliter les comparaisons, à la puissance radiative de l'onde, ou flux, exprimée en watt par centimètre carré (W cm^{-2}).

La quantité d'énergie absorbée par unité de temps dépend à la fois de l'intensité B_1 du champ, de sa fréquence ω et des tissus irradiés.

■ Influence de l'intensité du champ magnétique

La puissance radiative surfacique d'une onde varie comme le carré de son amplitude B_1 . L'ajustement de l'angle de basculement θ s'effectuant par l'intensité B_1 et non par le temps d'action de l'onde, une impulsion de 180° délivre 4 fois plus d'énergie aux tissus qu'une impulsion de 90° . Pour les mêmes raisons, l'utilisation d'antennes en quadrature de phase qui mettent en jeu 2 champs d'intensité $B_1 / 2$ à considérer séparément vis-à-vis de ce phénomène, au lieu d'un champ d'intensité B_1 , réalise une économie d'échauffement d'un facteur 2.

■ Influence de la fréquence

Pour un même flux, la PSA varie de façon considérable avec la fréquence, en particulier dans le domaine des fréquences utilisées en imagerie. On a pu montrer que, pour des géométries analogues à celles du corps humain, il existe un maximum d'absorption vers 70 MHz précédé par une région où, entre 10 et 60 MHz, la PSA peut varier d'un facteur proche de 100 (figure 7-4).

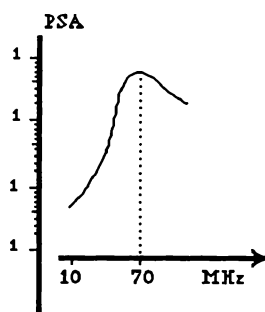


FIGURE 7-4. Variation de la PSA en fonction de la fréquence.

■ Influence des tissus

La composition des tissus a une influence, l'échauffement des zones très hydratées étant supérieur à celui des structures lipidiques.

La géométrie joue également un rôle important. Une orientation du sujet parallèle au champ électrique augmente l'absorption, un phénomène de résonance pouvant se manifester lorsque les dimensions d'une structure sont un peu inférieures à la demi-longueur d'onde du rayonnement, ce qui n'est pas le cas chez l'homme au dessous de 2 T. Par ailleurs, des possibilités de focalisation apparaissent pour des rayons de courbure de tissus inférieurs à la longueur d'onde. Lorsque l'atténuation devient notable, comme c'est le cas au-dessus de 40 MHz, la PSA tend à devenir plus importante au voisinage de la surface qu'en profondeur.

b) Conséquences pratiques

Pour des impulsions de 180° , du type de celles utilisées en IRM, on a pu calculer en assimilant le corps à un cylindre de 1,75m de haut et 30 cm de diamètre une PSA voisine de $0,1 \text{ W kg}^{-1}$ à 50 MHz, fréquence correspondant à 1,2 T. Cette valeur est rassurante si on la rapproche de la puissance dissipée par le métabolisme : $1,5 \text{ W kg}^{-1}$ au repos, pouvant monter à 15 W kg^{-1} lors d'efforts musculaires intenses. Elle risque cependant d'être dépassée pour les fréquences plus importantes utilisées avec les champs plus élevés ; d'autant plus que, à 1,5 et 2 T, on est tenté de monter un peu la puissance du flux pour compenser l'augmentation d'absorption par les tissus.

Le facteur important n'est pas l'énergie déposée elle-même, comme dans le cas des rayonnements ionisants, mais l'élévation thermique qu'elle engendre : une PSA de 4 W kg^{-1} pendant 10 minutes fait monter la température de $0,7^\circ\text{C}$. En sorte que, la vascularisation jouant un rôle important dans le refroidissement des organes, il faut penser non seulement à ceux qui souffriraient d'une élévation thermique, comme le testicule ou le cristallin (des cataractes peuvent apparaître à partir de températures de 43°C), mais surtout à ceux qui, comme ce dernier, sont peu ou pas vascularisés.

En pratique, les données générales de la technique ne sont pas les seules à prendre en considération ; il faut également tenir compte des paramètres propres à l'examen. L'élévation thermique sera en effet essentiellement conditionnée par le nombre d'impulsions employées, notamment le nombre des impulsions de 180° .

A titre de sécurité, sur les appareils performants utilisant des fréquences importantes, l'ordinateur a la possibilité d'évaluer la PSA en fonc-

tion des paramètres de réglage et, prenant notamment en compte la valeur du champ B1 nécessaire à l'obtention d'un angle de bascule correct ainsi que le poids du malade, de refuser l'examen si le nombre de coupes et le nombre d'échos demandés risquent de faire atteindre une valeur prédéterminée de la PSA, valeur que l'on peut ajuster sur une norme en vigueur dans le pays concerné.

4. NORMES ET CONSEILS

Depuis le développement de l'IRM, les organismes de protection de plusieurs pays ont édicté des normes qui ont varié en fonction de l'évolution des connaissances acquises sur les risques et les services rendus. Des exemples de telles normes sont présentées dans le tableau 7-I.

Parallèlement, les sociétés scientifiques se sont penchées sur le problème et en 1991 la Society for Magnetic Resonance Imaging (SMRI) a publié un rapport s'efforçant de faire le tour des considérations à envisager en pratique d'un point de vue clinique. Classées selon 6 possibilités de contre-indications, ces considérations sont résumées dans le tableau 7-II.

Champs fixes permanents

pour des sujets subissant occasionnellement un examen

NRPB : 2,5 T

DHHS : 2 T

pour des travailleurs appelés quotidiennement à pénétrer dans des champs

Stanford Linear Accelerator Norme : plusieurs minutes à 2 T

Commutation rapide de gradient

NRPB : 20 T s⁻¹ durant 10 ms,
plus pour des durées moindres

DHHS : 3 T s⁻¹

Normes en RFA : # 2 T s⁻¹ (définie à partir de la densité de courant, 1 T s⁻¹ correspondant approximativement à 10 A m⁻²)

Hautes fréquences

NRPB : PSA de 1 W kg⁻¹ (1981)

DHHS : PSA de 0,4 W kg⁻¹ (1982)

PSA de 4 W kg⁻¹ (1986)

Dispositifs implantés, ou posés sur la peau, dont le fonctionnement repose sur des phénomènes électriques, magnétiques ou mécaniques susceptibles d'être affectés par les champs magnétiques fixes et variables vus précédemment, ou comportant des boucles de conducteurs susceptibles de s'échauffer : *pace-makers, neurostimulateurs, implants cochléaires, pompes à perfusion, stimulateurs de croissance osseuse, fils conducteurs divers, etc.*

Grossesse, l'IRM étant, sauf nécessité médicale impérieuse, à éviter durant les 3 premiers mois, en attendant que l'on ait pu prouver formellement son innocuité, car on ne dispose actuellement d'argument solide ni dans un sens ni dans l'autre.

Corps étrangers ferromagnétiques, dangereux par leur possibilité de mouvement en fonction de leur localisation : *balles, éclats, clips, limailles, tournures etc.*

Traumatismes sonores, possibles dans certains cas en raison du bruit accompagnant les variations temporelles des gradients et qui peuvent rendre utile l'emploi de bouchons auriculaires ;

Claustrophobie et déséquilibres émotionnels.

TABEAU 7-I Normes conseillées.

(NRPB) : National Radiological Protection Board (UK)

(DHHS) : Department of Health and Human Service (USA).

TABEAU 7-II Résumé du rapport de la SMRI :

(F. G. SHELLOCK, E. KANAL, SMRI Safety Committee ; 1991, JMRI, Vol.1, N°1, 97-101)

ANNEXE I

Le magnétisme

1. DEFINITION ET ORIGINE ELECTRIQUE DU CHAMP MAGNETIQUE

Une image utilisée jadis consistait à envisager que les forces d'interaction magnétiques pouvaient s'expliquer par l'existence d'entités appelées masses magnétiques, susceptibles de se présenter sous deux formes différentes, analogues aux charges électriques. Ces masses auraient été douées de propriétés d'attraction et de répulsion comme ces dernières : situées aux extrémités des aimants, elles auraient pu être responsables de l'orientation des aiguilles aimantées des boussoles. En fait, il n'a jamais été possible d'isoler une masse magnétique comme cela a pu être fait pour une charge électrique et, si la notion de masse magnétique a été jugée commode pour établir une description phénoménologique du magnétisme, analogue à celle de l'électrostatique, elle ne repose sur rien de réel.

Il est par contre possible de traiter la totalité du magnétisme en considérant qu'il ne s'agit que de l'aspect revêtu par l'interaction entre les charges électriques lorsque ces dernières se trouvent en mouvement par rapport à l'observateur.

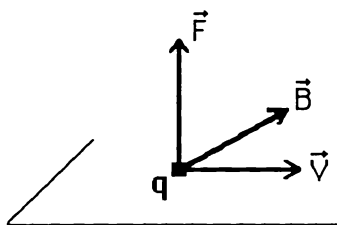


FIGURE I-1. Agissant sur une charge électrique q animée d'une vitesse $\vec{v}$, la force de Laplace $\vec{F}_L$ permet de définir un champ magnétique $\vec{B}$ par le produit vectoriel (cf. ann. II p. 94) :

$$\vec{F}_L = q (\vec{v} \wedge \vec{B})$$

Elle est perpendiculaire au plan formé par $\vec{v}$ et $\vec{B}$; son sens correspondant à celui d'un trièdre direct pour $q > 0$, tandis que son module F_L répond au produit :

$$F_L = v \cdot B \cdot |\sin(\vec{v}, \vec{B})|$$

De façon générale, on constate que, en présence d'autres charges dont certaines sont en mouvement, une charge électrique q se déplaçant à une vitesse $\vec{v}$ par rapport à un observateur fixe est soumise à une force $\vec{F}$ appelée force de Lorentz décomposable en deux termes selon :

$$\vec{F} = q \vec{E} + q (\vec{v} \wedge \vec{B}) \quad [\text{I-1}]$$

— **Le premier terme**, dit force de Coulomb, dépend des charges q_i immobiles. Il est proportionnel au module d'un vecteur $\vec{E}$, appelé champ électrique. Celui-ci est la somme de vecteurs $\vec{E}_i$, orientés chacun vers une charge q_i située à une distance r_i et dont les modules valent q_i / r_i^2 .

— **Le second terme**, dit force de Laplace, est sous la dépendance des charges en mouvement. Il est proportionnel au module de la vitesse $\vec{v}$ de la charge q et sa direction est perpendiculaire à $\vec{v}$. Par analogie avec le cas précédent, on définit un champ vectoriel $\vec{B}$, dit magnétique ou d'induction magnétique, tel que la force qui s'exerce sur q (figure I-1) réponde à $q (\vec{v} \wedge \vec{B})$.

Le vecteur $\vec{B}$ correspond à l'entité fondamentale du magnétisme. L'usage scientifique courant tend pour cette raison à lui donner le nom de **champ magnétique**. Historiquement cependant, cette dénomination fut utilisée pour désigner une autre entité, le vecteur $\vec{H}$ défini plus loin (cf. p. 93), d'où l'habitude de désigner $\vec{B}$ sous le nom d'**induction magnétique** lorsqu'un risque de confusion existe.

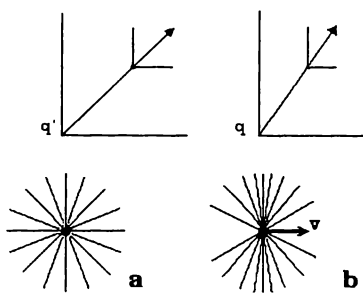


FIGURE I-2.

a) La charge q est au repos, les lignes de force du champ électrique qu'elle crée sont symétriques.

b) La charge q a une vitesse $\vec{v}$ par rapport au repère ; la contraction de Lorentz appliquée dans la direction de $\vec{v}$ diminue la composante de $\vec{F}$ selon cette direction, ce qui resserre les lignes de force dans la direction perpendiculaire.

Dans le système d'unités international S I, l'unité d'induction magnétique est le tesla (T). Elle représente l'induction d'un champ qui produit une force de 1 newton sur une charge de 1 coulomb se déplaçant perpendiculairement au champ à une vitesse de 1 m.s⁻¹. L'unité c g s. correspondante, encore parfois utilisée, est le gauss (G) telle que 1G = 10⁻⁴ T.

L'expression du champ $\vec{B}$ définie par la relation [I-1] peut s'établir à partir des lois régissant les interactions coulombiennes entre les charges électriques. L'une des étapes essentielles de la démarche repose sur la déformation qui affecte le champ électrique accompagnant une charge q en mouvement, du fait de la relativité de l'espace-temps associée à l'invariance de la charge électrique. C'est en particulier l'accroissement du champ électrique dans les directions perpendiculaires au déplacement (figure I-2b) qui conduit à l'apparition d'une force perpendiculaire à la vitesse. Le calcul complet sortirait du cadre de cet ouvrage ; il suffit de savoir qu'il aboutit à l'expression différentielle du champ créé à une distance r par un élément de conducteur de longueur infiniment petite dl et parcouru par une intensité i (figure I-3), connue sous le nom de **loi de Biot-Savart**. Celle-ci est traduite par l'expression suivante, où $\vec{U}_r$ représente le

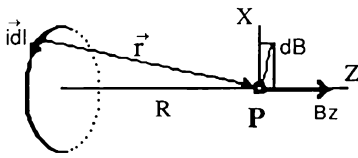


FIGURE I-3. Calcul du champ magnétique sur l'axe d'une boucle de courant.

$d\vec{B}$ est perpendiculaire au plan défini par idl et $\vec{r}$.

Les composantes telles que dB_x , perpendiculaires à l'axe Z de la boucle, s'annulent par raison de symétrie, seule reste la somme des composantes dB_z selon l'axe Z.

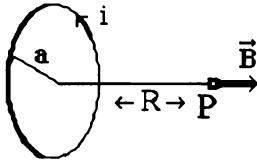
vecteur unitaire selon la direction du vecteur $\vec{r}$ et idl le vecteur élémentaire de courant :

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(idl \wedge \frac{\vec{U}_r}{r^2} \right) \quad [I-2]$$

Le coefficient μ_0 , appelé **perméabilité magnétique** du vide est obtenu en posant : $\mu_0 = 1 / \epsilon_0 c^2$, où c représente la vitesse de la lumière et ϵ_0 la permittivité électrique du vide ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-8} \text{ S I}$).

Par intégration de $d\vec{B}$, il est possible de calculer le champ magnétique créé par un élément de courant de forme quelconque. Par exemple, pour une boucle de centre O, de rayon a et dont l'axe OZ a pour vecteur unitaire $\vec{U}_z$, le champ $\vec{B}$ en un point P situé sur l'axe, à une distance R du centre O de la boucle, sera (figure I-4) :

$$\vec{B} = \mu_0 \frac{ia^2}{2(a^2 + R^2)^{3/2}} \vec{U}_z \quad [I-3]$$



Soit, si P est au centre de la boucle, où $R = 0$

$$\vec{B} = \mu_0 \frac{i}{2a} \vec{U}_z$$

et si P est à une distance R grande par rapport au rayon à

$$\vec{B} \approx \mu_0 \frac{ia^2}{2R^3} \vec{U}_z$$

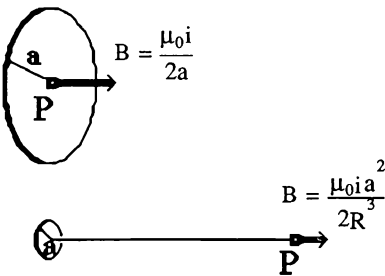


FIGURE I-4. Par intégration de la relation [I-2], on obtient le champ en un point P.

Les relations précédentes permettent d'estimer la valeur du champ au voisinage d'un appareil de RMN. Elles mettent notamment en évidence sa décroissance le long de l'axe de l'aimant en fonction du cube de la distance.

L'utilisation de la relation différentielle permet également de retrouver le caractère fermé des lignes d'induction ainsi que leur disposition générale entourant les conducteurs. C'est cette disposition qui a fait donner au champ l'appellation de solénoïdal (figures I-5 et I-6).

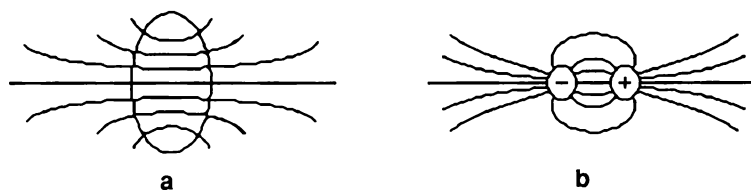


FIGURE I-5. Comparaison entre les champs magnétique (a) et électrique (b).

Le champ électrique au voisinage des charges et le champ magnétique dans l'aimant sont très différents : les lignes magnétiques sont continues alors que les lignes électriques convergent vers les charges dont il n'existe pas d'équivalent magnétique. Par contre, à distance des charges, ou de l'aimant, les champs deviennent très semblables.

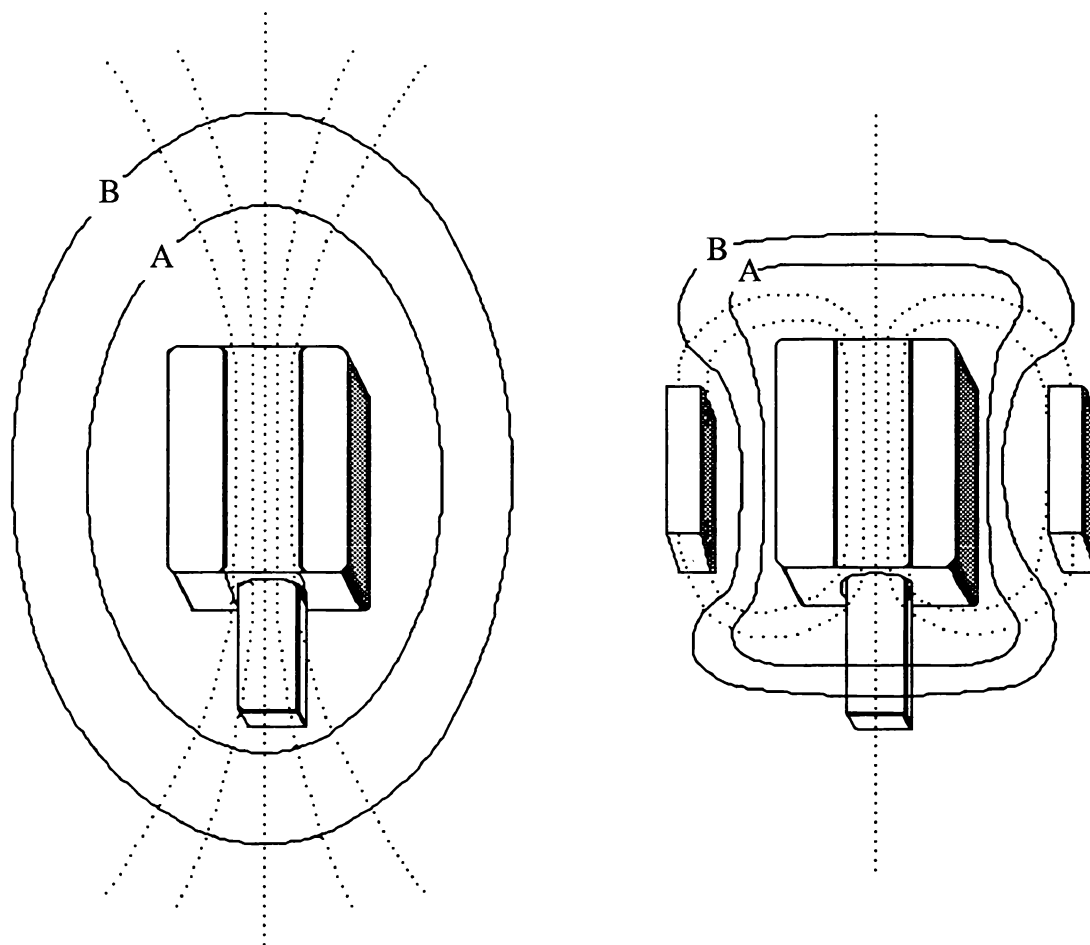


FIGURE I-6. Lignes de force (en pointillés) et lignes isochamp (en traits pleins) au voisinage de l'aimant d'un appareil d'IRM.

A gauche : les valeurs des lignes isochamp A et B décroissent, dans l'axe de l'appareil, avec le cube de la distance .

A droite : la présence de masses métalliques, qui dévient les lignes de force, entraîne un écrasement des lignes isochamp d'où un effet d'écran, ou de "blindage", dont le rôle est de diminuer la valeur du champ au voisinage de l'appareil. De tels blindages sont couramment utilisés pour atténuer les contraintes que font régner les appareils à haut champ sur l'environnement hospitalier.

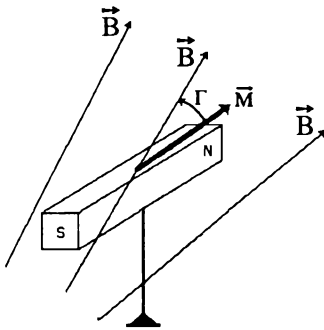


FIGURE 1-7. L'importance du couple qui oriente le barreau aimanté placé dans un champ magnétique est proportionnelle à une grandeur $\vec{M}$, caractéristique du barreau, appelée son moment magnétique.

2. DEFINITION DU MOMENT MAGNETIQUE

Soit un aimant en forme de barreau d'axe $\vec{SN}$. Lorsqu'on le place dans un champ magnétique $\vec{B}$ (figure I-7) défini selon la relation [I-1], on constate qu'il s'oriente : il tourne autour d'un axe, perpendiculaire au plan formé par $\vec{SN}$ et $\vec{B}$, sous l'effet d'un couple Γ ayant pour valeur :

$$\Gamma = M \cdot B \cdot |\sin(\vec{SN}, \vec{B})|$$

expression où M est un coefficient de proportionnalité caractéristique de chaque barreau.

Il est commode de représenter cela en envisageant, sous le nom de **moment magnétique**, une grandeur vectorielle $\vec{M}$ colinéaire à $\vec{SN}$ et de module M . Cela permet d'écrire, en utilisant la représentation vectorielle $\vec{\Gamma}$ du couple, que celui-ci est le produit vectoriel du moment par le champ, l'ordre du produit étant choisi pour que les sens du moment, du champ et du couple correspondent à un trièdre direct :

$$\vec{\Gamma} = \vec{M} \wedge \vec{B}$$

Placée dans un champ magnétique, une boucle de courant s'oriente de la même façon qu'un barreau aimanté (figure I-8) sous l'action d'un couple Γ de valeur :

$$\Gamma = i \cdot s \cdot B \cdot |\sin(\vec{U}_N, \vec{B})|$$

relation où i représente l'intensité du courant de la boucle, s sa surface et $\vec{U}_N$ le vecteur unitaire perpendiculaire à son plan. L'axe de rotation étant perpendiculaire au plan défini par $\vec{U}_N$ et $\vec{B}$, on peut, pour cette boucle, envisager comme pour le barreau un moment $\vec{M}$ répondant à l'expression :

$$\vec{M} = i \cdot s \cdot \vec{U}_N \quad [\text{I-4}]$$

et écrire que le couple est également donné par :

$$\vec{\Gamma} = \vec{M} \wedge \vec{B}$$

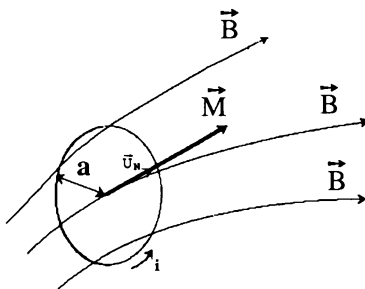


FIGURE I-8. De la même façon qu'un barreau aimanté, une boucle de courant placée dans un champ magnétique, s'oriente selon un couple proportionnel à une grandeur caractéristique de la boucle : le produit de sa surface par le courant qui la parcourt. Ce produit définit le module de son moment magnétique.

3. RELATION ENTRE LE CHAMP MAGNETIQUE CREE PAR UNE BOUCLE DE COURANT ET SON MOMENT MAGNETIQUE

Pour un barreau, ou pour une boucle de courant, le moment magnétique qui caractérise sa réponse, ou le champ magnétique qui définit son action à distance, ne sont que deux traductions d'une seule et même entité : leur magnétisme. Il est donc normal qu'une relation existe entre ces deux grandeurs physiques.

En rapprochant les relations [I-3] et [I-4], et en remplaçant la surface s par sa valeur πa^2 , il vient, en effet, dans le cas du champ engendré par la boucle de rayon a , en un point P situé à une distance R sur son axe (figure I-9) :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{\vec{M}}{(a^2 + R^2)^{3/2}}$$

et si a est beaucoup plus petit que R :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{\vec{M}}{R^3}$$

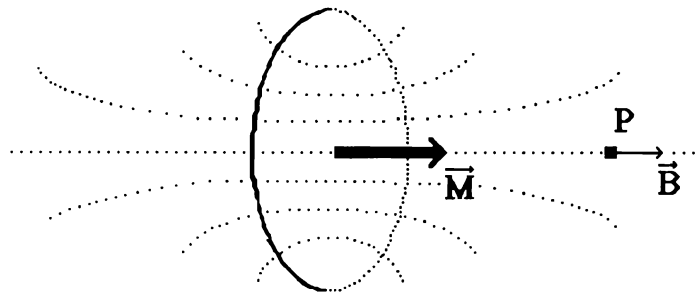


FIGURE I-9. Relation entre le champ créé par une boucle et le moment magnétique de cette dernière.

4. ORIGINE DU MAGNETISME DE LA MATIERE

La similitude du comportement des aimants et des boucles de courant vis-à-vis d'un champ magnétique extérieur, comme la persistance des propriétés en question lorsque l'on fragmente la matière aimantée, ont incité à rechercher l'explication du magnétisme dans l'existence des boucles de courant élémentaires que constituent les orbites électroniques péri-nucléaires.

Dans une description classique des particules élémentaires, on peut ainsi envisager pour chaque orbite l'existence d'un moment magnétique microscopique $\vec{\mu}_L$, ainsi que en assimilant la rotation de l'électron sur lui même, rotation appelée souvent **spin**, à une boucle de courant limite un moment magnétique $\vec{\mu}_s$. De la même façon, les noyaux étant constitués de particules chargées possédant un spin, on peut considérer pour chacune d'elles un moment magnétique élémentaire et pour la somme de ces derniers un moment magnétique nucléaire $\vec{\mu}$.

Un point délicat dans une telle conception pourrait paraître dans l'existence du moment magnétique du neutron qui n'est pas chargé. La contradiction n'est cependant qu'apparente dans la mesure où cette particule peut être considérée comme renfermant des charges de signes contraires localisées de façon dissymétrique par rapport à l'axe de rotation.

Dans le cas d'un électron gravitant sur son orbite, cette représentation permet d'établir entre les moments cinétique orbitaire $\vec{L}$ et magnétique $\vec{\mu}_L$ une relation de proportionnalité

$$\vec{\mu}_L = \gamma_L \vec{L}$$

faisant apparaître une constante γ_L appelée rapport gyromagnétique. Celle-ci vaut la moitié du quotient de la charge q_e à la masse m_e de la particule. On a en effet d'après la relation [I-4], en remarquant que l'intensité de courant équivalente vaut $q_e \omega / 2\pi$, où ω représente la vitesse angulaire :

$$\begin{aligned} \mu &= i s \\ &= q_e \frac{\omega}{2\pi} \pi a^2 \end{aligned}$$

soit, comme le moment cinétique $\vec{L}$ vaut par définition $m_e \omega a^2$:

$$\vec{\mu}_L = \frac{1}{2} \frac{q_e}{m_e} \vec{L} .$$

Des rapports analogues entre les moments magnétique et cinétique dus au spin existent pour l'électron ($\vec{\mu}_{s_e}$ et $\vec{S}_e$), comme pour le proton ($\vec{\mu}$ et $\vec{S}$). Ces deux rapports incluent seulement un facteur de correction expérimental g , dit facteur de Landé, susceptible de prendre en compte la distribution des charges. Ce facteur vaut 2 pour l'électron et 2,79 pour le noyau de l'hydrogène, c'est-à-dire le proton, d'où :

$$\vec{\mu}_{s_e} = \frac{q_e}{m_e} \vec{S}_e \quad \text{et} \quad \vec{\mu} = \frac{2,79}{2} \frac{q_p}{m_p} \vec{S} \quad [\text{I-5}]$$

Les noyaux étant composés de protons et de neutrons, leur moment magnétique global correspondra à la somme vectorielle des moments de ces derniers. Compte tenu de la formation de doublets de particules de même nature s'associant de façon à annuler les effets de leur moment, cela conduit à ce que seuls présentent un moment magnétique les noyaux possédant un nombre impair soit de neutrons, soit de protons soit simultanément de ces deux particules.

REMARQUE — Le schéma précédent, qui assimile le spin à une rotation de la particule sur elle-même, a le mérite d'inclure, entre les moments cinétique et magnétique, la proportionnalité indispensable à l'établissement de la précession sur laquelle repose la résonance magnétique (cf. p. 96). Il reste cependant insuffisant pour prendre en compte tous les aspects du problème. La notion de spin est, en réalité, de nature essentiellement quantique.

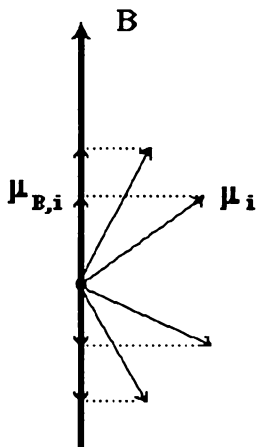


FIGURE I-10. Alors que le noyau d'hydrogène n'a que 2 possibilités d'énergie d'interaction avec un champ magnétique, celui de chlore 35 en possède 4.

Quantification du magnétisme

On a signalé page 13 que l'angle que pouvait former un moment $\vec{\mu}_i$ avec un champ $\vec{B}$ était quantifié. Le paramètre quantique accessible à l'expérience est en fait l'énergie d'interaction E , produit de la projection $\vec{\mu}_{B,i}$ de $\vec{\mu}_i$ sur le champ par ce dernier. Les différentes valeurs possibles pour cette énergie sont données par le nombre quantique m de la particule qui est nul lorsque le nombre de masse et le numéro atomique sont pairs et répond à un multiple de $1/2$ dans les autres cas (un multiple impair si le nombre de masse est impair). Utilisé avec une règle de variation de 1 unité entre 2 niveaux énergétiques voisins, pour toutes les valeurs comprises entre $-m$ et $+m$, ce nombre conduit à $2m + 1$ valeurs possibles pour E , soit pour le noyau d'hydrogène ($m=1/2$) aux deux valeurs $\pm 1/2$ utilisées page 13 et pour un noyau différent, tel que ^{35}Cl ($m=3/2$) à 4 valeurs $-3/2, -1/2, +1/2, +3/2$ (figure I-10) ; il retrouve par ailleurs le fait que ^{12}C et ^{16}O n'ont pas de moment magnétique, malgré le grand intérêt que cela aurait présenté en biologie.

L'énergie d'interaction du proton vue page 13 répondant à $(1/2) \gamma \hbar B$, on peut l'écrire d'après les relations du paragraphe précédent

$$E = \frac{1}{2} \frac{2,79}{2} \frac{q_p}{m_p} \hbar B_0$$

La quantité $(1/2) (q_e/m_e) \hbar$ correspondant au magnéton de Bohr, on donne le nom de **magnéton nucléaire** à la quantité $\beta = (1/2) (q_p/m_p) \hbar$, souvent prise comme unité de moment magnétique à l'échelle des particules.

5. LES DIFFERENTES SORTES DE MAGNETISME

Soit $\vec{B}$ le champ d'induction observé au voisinage d'un aimant. On peut le décomposer en deux entités selon :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{\mathcal{H}} + \vec{I})$$

expression où :

— $\vec{\mathcal{H}}$, appelé **champ magnétisant**, représente l'effet de l'aimant lui-même,

— $\vec{I}$, appelé **intensité d'aimantation**, la réponse de la matière, réponse qui vient ajouter son effet propre à celui du champ $\vec{\mathcal{H}}$ ^①.

Dû au mouvement de charges électriques, le magnétisme est une propriété d'origine atomique susceptible d'intéresser, à priori, tous les types de matière en raison de la présence générale d'électrons en mouvement. On distingue en pratique, en fonction de la valeur du rapport $\chi = I / \mathcal{H}$ appelé **susceptibilité magnétique**, trois comportements de la matière qui définissent respectivement : le **diamagnétisme**, le **paramagnétisme** et le **ferromagnétisme**.

a) Le diamagnétisme

Les corps diamagnétiques sont les plus nombreux ; l'eau, l'alcool, le cuivre, le plomb en font partie. On dit souvent qu'ils sont non magnétiques. Ils sont, en fait, caractérisés par un coefficient χ extrêmement faible, de l'ordre de 10^{-6} , et négatif : $\vec{B}$ est très légèrement inférieur à la valeur $\mu_0 \vec{\mathcal{H}}$ que l'on obtiendrait dans le vide.

① On pose parfois :

$$\mu = \mu_0 (1 + I / \mathcal{H})$$

Cela permet de définir un coefficient de susceptibilité magnétique de la matière μ et d'écrire :

$$B = \mu \mathcal{H}$$

On explique ce phénomène en observant que les électrons de ces corps sont tous associés 2 par 2 avec des moments magnétiques de spin op-

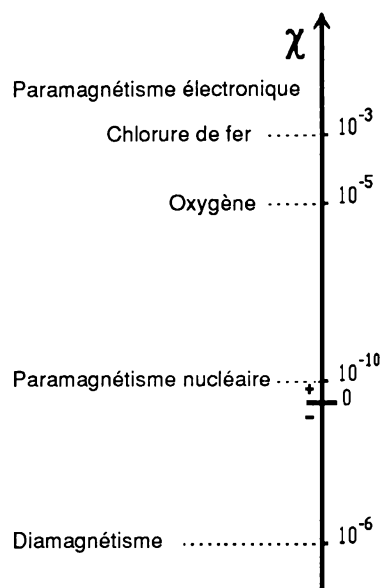


FIGURE I-11. Ordre de grandeur du diamagnétisme et des différents paramagnétismes.

Dans le champ magnétique $\vec{B}$, les moments de spin $\vec{\mu}$ des électrons ou des noyaux se trouvent répartis en fonction de la température T entre les différents niveaux énergétiques possibles selon la loi de Boltzmann. Celle-ci dit que la population d'un niveau d'énergie E_i est proportionnelle à :

$$e^{-\frac{E_i}{kT}}$$

On peut, à partir de cette relation, démontrer l'existence d'une proportionnalité entre χ et μ^2 en accord avec la théorie classique de Langevin.

Les spins de l'électron et du noyau étant dans un rapport de l'ordre de 2000 du fait des relations [I-5] faisant intervenir le rapport de leur masse, on est ainsi conduit à un rapport d'un ordre supérieur à 10^6 entre les paramagnétismes nucléaires et électroniques.

posés, qui ainsi s'annulent tandis que leurs orbites, bloquées par la structure, ne peuvent s'orienter sous l'effet du champ $\vec{H}$. De là, une orientation aléatoire des moments magnétiques orbitaires dont la résultante est également nulle.

Le seul effet susceptible de se manifester alors reste, ainsi que l'a fait remarquer Langevin, le phénomène d'induction accompagnant la variation de flux à travers les orbites lorsque $\vec{H}$ apparaît. Cela se traduit par une petite variation de la vitesse des électrons orbitaires, appelée **distorsion**, c'est-à-dire en fait un courant, responsable d'un champ $\vec{I}$ qui, en vertu de la loi de Lenz, tend à s'opposer au champ $\vec{H}$ qui l'a créé.

b) Le paramagnétisme

Pour quelques corps, appelés **paramagnétiques**, χ est positif avec une valeur absolue sensiblement supérieure à celles du cas précédent : $2 \cdot 10^{-5}$ pour l'oxygène normal, $3 \cdot 10^{-3}$ pour le chlorure de fer, par exemple. Le champ $\vec{B}$ se trouve alors supérieur à la valeur $\mu_0 \vec{H}$ que l'on obtiendrait dans le vide.

On explique le surcroît de champ représenté par $\vec{I}$ en observant que ces corps possèdent des **électrons célibataires** dont le moment magnétique de spin peut s'orienter sous l'effet du champ $\vec{H}$. La répartition des moments entre les différentes orientations permises par les règles de quantification de l'interaction aboutit, aux températures usuelles, à une résultante colinéaire au champ $\vec{H}$ qui se trouve ainsi renforcé. Beaucoup plus important que le diamagnétisme qui reste sous-jacent, le paramagnétisme masque complètement celui-ci.

La participation éventuelle des moments magnétiques orbitaires est possible ; elle dépend cependant du degré de blocage de l'orientation des orbites dans la structure considérée, ce qui limite en fait son importance.

Une participation des moments magnétiques de spin nucléaires est par ailleurs la règle, quand ils existent ; ces moments s'orientent en effet aisément. Elle est cependant très faible en raison de la valeur moindre des moments nucléaires (les moments de spin des particules varient, au facteur de Landé près, comme l'inverse de leur masse). Le **paramagnétisme nucléaire** est caractérisé par un coefficient χ positif, de l'ordre de 10^{-10} , négligeable devant celui du **paramagnétisme électronique** et négligeable même devant celui du **diamagnétisme** toujours présent (figure I-11).

c) Le ferromagnétisme

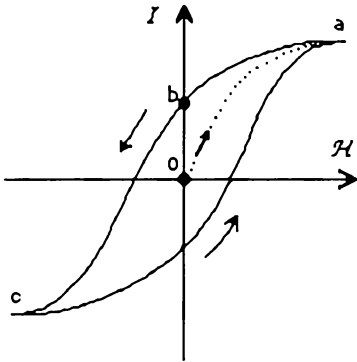


FIGURE I-12. Cycle d'hystérésis

Lorsqu'une pièce de fer non aimantée (point o) est soumise à un champ magnétisant de module $\mathcal{H}$ croissant, une aimantation croissante I apparaît jusqu'à une valeur maximale (point a). Si on diminue le champ, puis si on l'inverse, l'aimantation suit la même évolution, mais avec au début un certain retard, d'où une aimantation rémanente lorsque $\mathcal{H}$ passe par 0 (point b). Lorsque le champ croît de nouveau à partir du point c, l'aimantation retourne vers la valeur a, mais en passant par des valeurs différentes des précédentes. L'ensemble des deux trajets constitue un cycle appelé cycle d'hystérésis.

Pour certains corps, dits **ferromagnétiques**, χ peut être très élevé, inconstant et perdre en fait toute signification, une aimantation $\vec{I}$ existant en l'absence de champ $\vec{\mathcal{H}}$, aimantation qui dépend autant de l'histoire de l'échantillon étudié et de son état mécanique que du champ $\vec{\mathcal{H}}$. De tels corps dont le fer, l'acier, la magnétite Fe_3O_4 , le nickel et le cobalt font partie, constituent en fait des aimants. Un champ extérieur est certes capable de modifier leur aimantation, en intensité comme en direction, mais grâce à un phénomène d'hystérésis, différent des phénomènes à l'origine des deux magnétismes précédents et dont les effets persistent après la disparition du champ extérieur $\vec{\mathcal{H}}$ (figure I-12).

Le fer à l'état de vapeur, ou sous forme ionique, ne possédant pas ces propriétés et restant paramagnétique, l'explication du phénomène a été recherchée dans la structure moléculaire et non pas au niveau de l'atome. On admet qu'une interaction répondant aux données de la physique quantique, appelée couplage d'échange, oriente un ensemble de moments électroniques de spin voisins en un alignement parallèle et rigide. La matière se trouve alors constituée de régions microcristallines à l'intérieur desquelles l'alignement des moments microscopiques $\vec{\mu}_s$ est presque parfait. Ces régions constituent, ainsi, autant de domaines, appelés **domaines de Weiss**, caractérisés par un moment résultant. En l'absence de champ extérieur, ces derniers peuvent être quelconques et s'annuler ou au contraire posséder une somme différente de zéro. En présence d'un champ magnétisant $\vec{\mathcal{H}}$, les régions dont la résultante est presque parallèle au champ s'agrandissent en déplaçant leur frontière aux dépens des autres domaines. Ce phénomène, qui peut aller jusqu'à intéresser la totalité des spins électroniques non appariés, est à l'origine de la forte aimantation dont ces corps peuvent être le siège, même dans des champs extérieurs faibles.

d) Le superparamagnétisme

Les deux caractères essentiels du ferromagnétisme sont l'importance de leur aimantation $\vec{I}$ et la persistance de celle-ci à la disparition du champ $\vec{\mathcal{H}}$. Certains corps, dits superparamagnétiques, entrent dans la catégorie des paramagnétiques car ils ne présentent d'aimantation $\vec{I}$ qu'en présence d'un champ extérieur $\vec{\mathcal{H}}$, mais leur susceptibilité χ est telle que $\vec{I}$ atteint des valeurs voisines de celles des corps ferromagnétiques.

La persistance de l'aimantation du ferromagnétisme tient au fait que, aux températures usuelles, les énergies de l'agitation thermique sont inférieures à l'énergie de liaison existant entre les domaines de Weiss ; le ferro-

magnétisme disparaît, d'ailleurs, à partir d'une valeur particulière de la température appelée point de Curie, le corps redevenant paramagnétique.

Les énergies liant les domaines les uns aux autres diminuant lorsque la surface des domaines diminue, l'agitation thermique des températures de l'ordre de quelques dizaines de °C peut devenir capable de réorienter en permanence des structures microcristallines issues de la fragmentation des domaines de Weiss en éléments 50 à 100 fois plus petits, de l'ordre de 0,01 μm .

Une masse notable de tels microcristaux, préparés de façon à s'opposer à leur réunion en un monocristal, ne présente, du fait de l'orientation aléatoire de chaque microcristal, aucun moment résultant en l'absence de champ extérieur. En présence d'un champ extérieur $\vec{H}$, par contre, une résultante $\vec{I}$ apparaît, due à l'orientation des microcristaux (figure I-13). Particulièrement importante, en raison de la valeur élevée des moments de chaque microcristal, cette résultante conduit à une aimantation globale proche de celles rencontrées dans le ferromagnétisme, bien que l'absence d'aimantation spontanée classe un tel corps dans la catégorie des paramagnétiques.

Confinés dans un espace restreint, à l'intérieur de "capsules" artificielles ou par suite de leur phagocytose par des cellules réticuloendothéliales, ces substances superparamagnétiques sont responsables de gradients de champ élevés, à l'origine de leur utilisation en tant que produit de contraste (cf. page 34).

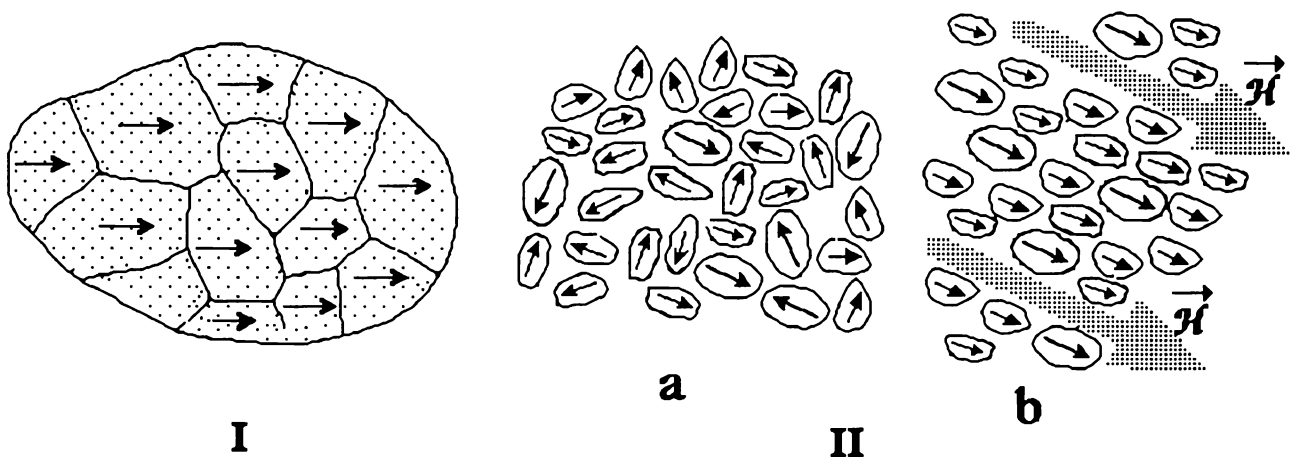


FIGURE I-13. Superparamagnétisme

I- Dans le ferromagnétisme, les domaines de Weiss conservent leur structure à la suppression du champ magnétisant $\vec{H}$, d'où la persistance de l'intensité d'aimantation.

II- Dans le superparamagnétisme, les microcristaux, qui tendent à prendre des positions aléatoires sous l'effet de l'agitation thermique (a), s'orientent en présence d'un champ magnétisant $\vec{H}$ (b), ce qui fait apparaître une intensité d'aimantation.

ANNEXE II

La Résonance Magnétique en mécanique classique

A partir des définitions élémentaires de la mécanique classique, de celle du vecteur champ magnétique et de celle du vecteur moment magnétique, des calculs simples, n'utilisant que la notion de somme de vecteurs, de produit vectoriel et de produit scalaire, permettent d'établir :

- la précession d'un moment magnétique dans un champ,
- l'action générale d'un champ magnétique tournant ,
- l'action particulière d'un champ tournant à la fréquence de résonance,
- les effets de l'agitation thermique lors de la relaxation.

1. OUTILS MATHÉMATIQUES ET GRANDEURS PHYSIQUES UTILISÉS

a) Vecteurs

On désigne sous le nom de vecteur un outil mathématique représentant une grandeur orientée. On pourrait définir le vecteur comme un bi-point, c'est-à-dire l'application qui permet de passer d'un point O, pris comme origine, à un point P quelconque. Dans l'espace physique à trois di-

mensions qui nous intéressent, un vecteur $\vec{V}$ peut être considéré comme la somme de ses projections $\vec{V}_X, \vec{V}_Y, \vec{V}_Z$ sur les 3 axes X, Y, Z d'un repère orthonormé. Les valeurs algébriques de celles-ci, V_X, V_Y, V_Z , appelées composantes, constituent un ensemble de valeurs positives ou négatives qui définissent parfaitement $\vec{V}$. Un vecteur peut, pour cette raison, être écrit sous la forme d'une matrice dont les éléments, inscrits en ligne ou en colonne, sont les trois composantes du vecteur ; le module, ou norme, est égal à la longueur du vecteur.

En pratique, un vecteur permet de définir dans l'espace une direction et, selon celle-ci, une grandeur scalaire susceptible de représenter aussi bien une distance qu'une force, une vitesse ou tout autre phénomène orienté.

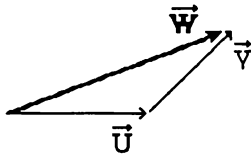


FIGURE II-1. Somme de 2 vecteurs : $\vec{W} = \vec{U} + \vec{V}$.

Les seules opérations sur les vecteurs dont nous aurons besoin sont l'addition, le produit scalaire et le produit vectoriel.

L'addition de 2 vecteurs $\vec{U}$ et $\vec{V}$, notée $\vec{U} + \vec{V}$, est un vecteur $\vec{W}$ ayant pour origine l'origine de $\vec{U}$ et pour extrémité l'extrémité de $\vec{V}$, l'origine de ce dernier étant placée à l'extrémité de $\vec{U}$ (figure II-1).

Le produit scalaire de 2 vecteurs $\vec{U}$ et $\vec{V}$, notée $\vec{U} \cdot \vec{V}$, est un nombre W défini par le produit $W = U V |\cos(\vec{U}, \vec{V})|$.

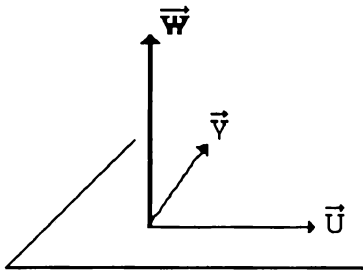


FIGURE II-2. Produit vectoriel de 2 vecteurs : $\vec{W} = \vec{U} \wedge \vec{V}$.
Intervertir $\vec{U}$ et $\vec{V}$ change le signe de $\vec{W}$.

Le produit vectoriel d'un vecteur $\vec{U}$ par un vecteur $\vec{V}$, noté $\vec{U} \wedge \vec{V}$, est un vecteur $\vec{W}$ perpendiculaire au plan défini par $\vec{U}$ et $\vec{V}$, dont le module W répond à la relation $W = U V |\sin(\vec{U}, \vec{V})|$ et dont l'orientation suit la règle du trièdre direct (figure II-2). Le produit vectoriel de 2 vecteurs parallèles est donc nul. L'ordre du produit n'est pas indifférent : inverser $\vec{U}$ et $\vec{V}$ change le signe de $\vec{W}$. Entre les composantes de $\vec{U}$, $\vec{V}$ et $\vec{W}$ existe une relation facile à établir compte tenu de ce qui précède sur le signe du produit et sa valeur nulle pour 2 vecteurs parallèles. On obtient, en effet, en effectuant le produit :

$$\vec{W} = (\vec{U}_X + \vec{U}_Y + \vec{U}_Z) \wedge (\vec{V}_X + \vec{V}_Y + \vec{V}_Z)$$

Les composantes de $\vec{W}$ sont alors données par :

$$\begin{aligned} W_X &= U_Y V_Z - V_Y U_Z \\ W_Y &= V_X U_Z - U_X V_Z \\ W_Z &= U_X V_Y - V_X U_Y \end{aligned} \quad [\text{II-1}]$$

relations que l'on retrouve rapidement en formant les 3 déterminants W_X, W_Y, W_Z , à partir du tableau des 3 composantes :

$$\begin{array}{ccc} W_X & U_X & V_X \\ W_Y & U_Y & V_Y \\ W_Z & U_Z & V_Z \end{array} \quad W_X = \begin{vmatrix} U_Y & V_Y \\ U_Z & V_Z \end{vmatrix} \quad W_Y = - \begin{vmatrix} U_X & V_X \\ U_Z & V_Z \end{vmatrix} \quad W_Z = \begin{vmatrix} U_X & V_X \\ U_Y & V_Y \end{vmatrix}$$

b) Moment cinétique

Pour une masse m animée d'une vitesse $\vec{v}$, c'est-à-dire possédant une quantité de mouvement $\vec{P} = m\vec{v}$, et dont la position par rapport à un point fixe O est définie par $\vec{r}$, le moment cinétique par rapport à ce point est défini par le vecteur $\vec{I}$ (figure II-3) répondant à :

$$\vec{I} = \vec{r} \wedge \vec{P} \quad [\text{II-2}]$$

Par dérivation de la relation (II-2) en fonction du temps^①, on obtient :

$$\dot{\vec{I}} = (\dot{\vec{r}} \wedge \vec{P}) + (\vec{r} \wedge \dot{\vec{P}})$$

Le deuxième terme du second membre est nul car $\dot{\vec{r}}$ qui n'est autre que la vitesse $\vec{v}$ est parallèle à $\vec{P} = m\vec{v}$. Par ailleurs, du fait de la deuxième loi de Newton (force = masse x accélération), le premier terme du second membre s'écrit $\vec{r} \wedge \vec{F}$, ce qui est la définition d'un couple $\vec{\Gamma}$. La dérivée du moment cinétique est donc égale au couple :

$$\dot{\vec{I}} = \vec{\Gamma} \quad [\text{II-3}]$$

c) Champ magnétique

Les propriétés magnétiques de l'espace sont caractérisées par un vecteur que l'on peut définir en tout point de cet espace. On parle, pour cette raison de vecteur champ magnétique, par opposition à d'autres vecteurs, tels que les moments magnétiques qui ne peuvent être définis que localement en certains points.

d) Moment magnétique

Le moment magnétique est une propriété de la matière caractérisée par un vecteur. On a vu page 89 que l'on peut définir le moment magnétique $\vec{M}$ d'un élément de matière par son interaction avec un champ magnétique $\vec{B}$: cette interaction se traduit par l'apparition d'un couple $\vec{\Gamma}$ et l'on écrit :

$$\vec{\Gamma} = \vec{M} \wedge \vec{B} \quad [\text{II-4}]$$

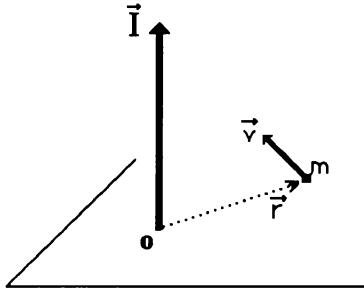


FIGURE II-3. Le moment cinétique $\vec{I}$ d'une masse m , située à une distance r et animée d'une vitesse $\vec{v}$, est défini par :

$$\vec{I} = \vec{r} \wedge m \vec{v}.$$

① Pour alléger la notation, on a choisi de représenter la dérivée temporelle $d(\dots)/dt$ d'une grandeur par le symbole de cette grandeur surmonté d'un point, soit : $\dot{(\dots)}$

2. PRECESSION D'UN MOMENT DANS UN CHAMP

A l'échelle des particules, on a vu (cf. p. 91) que les moments cinétiques $\vec{S}$ et magnétiques $\vec{\mu}$ du proton sont proportionnels :

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{S}$$

Pour une quantité pondérale de matière placée dans un champ magnétique $\vec{B}_0$, on peut considérer un moment $\vec{M}$ égal à la somme $\Sigma \vec{\mu}$ des moments élémentaires (cf. p. 11). De la même façon, on peut considérer une somme $\vec{I}$ des moments cinétiques élémentaires $\vec{S}$ dus à la rotation de chaque proton sur lui même, bien que la matière soit macroscopiquement immobile. C'est cette somme qui correspond au moment $\vec{I}$ précédemment défini. On peut donc écrire :

$$\Sigma \vec{\mu} = \Sigma \vec{S}$$

$$\vec{M} = \gamma \vec{I}$$

relation qui, dérivée par rapport au temps, donne :

$$\dot{\vec{M}} = \gamma \dot{\vec{I}}$$

Cette expression, associée aux relations [II-3] et [II-4], aboutit à :

$$\dot{\vec{M}} = \gamma (\vec{M} \wedge \vec{B}_0) \quad [\text{II-5}]$$

Cette dernière relation est essentielle. C'est elle qui implique l'existence d'une précession de $\vec{M}$ autour de $\vec{B}_0$. C'est également elle qui conduit à la valeur ω_0 de la vitesse de rotation correspondante.

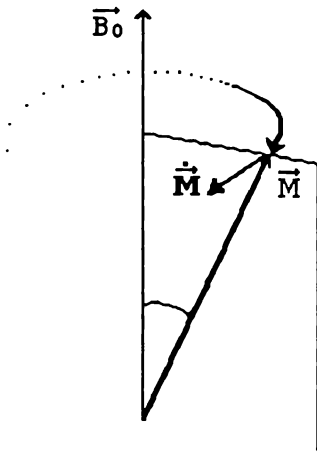


FIGURE II-4. La vitesse $\dot{\vec{M}}$ étant à chaque instant perpendiculaire au plan formé par $\vec{M}$ et $\vec{B}_0$, l'extrémité de $\vec{M}$ ne peut décrire qu'un cercle ayant pour axe $\vec{B}_0$.

a) Trajectoire de l'extrémité de $\vec{M}$

Considérons la relation [II-5]. La dérivée $\dot{\vec{M}}$ représente la variation du vecteur $\vec{M}$ durant un bref laps de temps dt , c'est-à-dire le vecteur vitesse de l'extrémité de $\vec{M}$ (figure II-4). Du fait de la définition du produit vectoriel, ce vecteur est à chaque instant perpendiculaire au plan formé par $\vec{M}$ et $\vec{B}_0$ donc à $\vec{M}$. Cela implique qu'il ne puisse modifier ni la valeur du module M ni celle de l'angle $(\vec{M}, \vec{B}_0)$. L'extrémité de $\vec{M}$ décrit donc un cercle dont l'axe est $\vec{B}_0$.

On peut remarquer que, si l'angle formé par le moment et le champ reste constant, il peut être quelconque et même nul, ce dernier cas correspondant à une précession limite où $\vec{M}$ reste parallèle à $\vec{B}_0$.

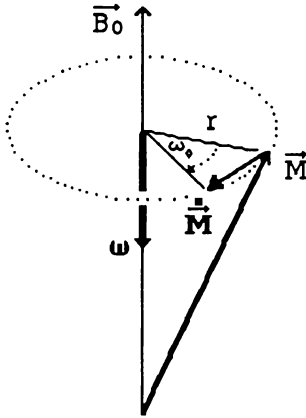


FIGURE II-5. Calcul de la vitesse de précession ω_0 à partir de $\vec{M}$.

b) Vitesse de précession

La vitesse de rotation $\vec{\omega}_0$ est, par définition, un vecteur parallèle à l'axe de rotation et dont le module est égal à la longueur de l'arc sous-tendu par la dérivée $\dot{\vec{M}}$ (figure II-5). On peut donc écrire en considérant les modules :

$$\dot{M} = r \omega_0$$

où r , le rayon du cercle décrit par l'extrémité de $\vec{M}$, a pour expression : $r = M |\sin(\vec{M}, \vec{B}_0)|$. On obtient ainsi :

$$\dot{M} = M \omega_0 |\sin(\vec{M}, \vec{B}_0)| \quad [\text{II-6}]$$

La relation [II-5] donne, par ailleurs, pour les modules :

$$\dot{M} = \gamma M B_0 |\sin(\vec{M}, \vec{B}_0)| \quad [\text{II-7}]$$

A partir de [II-6] et de [II-7] on obtient, par élimination de $\dot{M}$ et du sinus, l'expression de la vitesse ω_0 connue sous le nom de **relation de Larmor** :

$$\omega_0 = \gamma B_0$$

Pour le sens de la rotation, on peut remarquer, en considérant les vecteurs et non plus seulement les modules, que $\vec{B}_0$ étant l'axe de la rotation, $\vec{\omega}_0$ lui est parallèle, et que $\vec{M}$, $\vec{B}_0$ et $\dot{\vec{M}}$ formant un trièdre direct, l'extrémité de $\vec{M}$ tourne dans le sens rétrograde par rapport à $\vec{B}_0$; de là le signe (-) dans l'expression :

$$\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{B}_0$$

② La démonstration précédente peut s'exprimer de façon analytique. En formant le produit scalaire des 2 membres de l'équation [II-5], une fois par $\dot{\vec{M}}$, une fois par $\vec{B}_0$, on aboutit en effet chaque fois à un second membre nul car constitué par le produit de deux vecteurs orthogonaux. On en déduit, en ce qui concerne les premiers membres, que les 2 produits scalaires $\dot{\vec{M}} \cdot \dot{\vec{M}}$ et $\vec{B}_0 \cdot \dot{\vec{M}}$ sont nuls. Le premier, qui peut se mettre sous la forme $(\dot{M})^2 / 2$, conduit à la constance de $\dot{M}$, puisque la dérivée de son carré est nulle. Le second qui, $\vec{B}_0$ étant constant, s'écrit $(\vec{B}_0 \cdot \dot{\vec{M}})$ conduit à la constance de l'angle $(\vec{B}_0, \dot{\vec{M}})$, puisque la dérivée du produit scalaire est nulle.

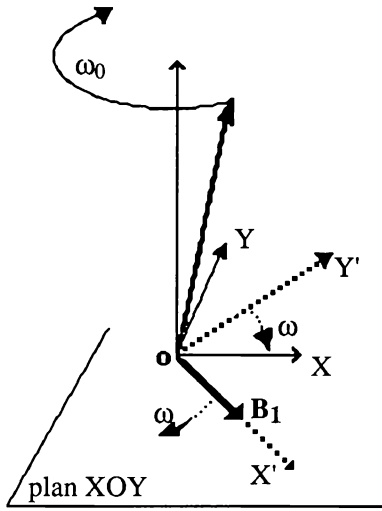


FIGURE II-6. Les calculs se simplifient s'ils sont conduits dans un repère $X'Y'Z$ tournant comme $\vec{B}_1$ autour de l'axe Z à la vitesse ω par rapport aux axes fixes X et Y .

3. ACTION GENERALE D'UN CHAMP TOURNANT

Durant la précession, à la vitesse ω_0 , d'un moment $\vec{M}$ autour d'un champ fixe $\vec{B}_0$, placé parallèlement à l'axe Z d'un repère, on soumet le système à un champ $\vec{B}_1$ perpendiculaire à $\vec{B}_0$ et tournant autour de $\vec{B}_0$ à la vitesse ω .

Le moment $\vec{M}$ est soumis à la résultante des 2 champs $\vec{B}_0$ et $\vec{B}_1$. Du fait du déplacement de $\vec{B}_1$, le calcul est compliqué dans le repère XYZ . Il se simplifie si l'on passe dans un repère $X'Y'Z$ tournant, comme $\vec{B}_1$, autour de l'axe Z à la vitesse ω (figure II-6).

L'équation du mouvement de $\vec{M}$ dans ce repère tournant, dont on peut placer l'axe X' le long de $\vec{B}_1$, s'obtient par la méthode habituelle de changement de repère, c'est-à-dire en retranchant la vitesse d'entraînement qui a pour expression $\vec{\omega} \wedge \vec{M}$, de la vitesse $\dot{\vec{M}}$ obtenue précédemment :

$$\dot{\vec{M}}_{X'Y'Z} = \dot{\vec{M}}_{XYZ} - (\vec{\omega} \wedge \vec{M})$$

En utilisant la relation [II-5], puis en regroupant les vecteurs portés respectivement par les différents axes, on obtient en se rappelant que $\vec{\omega}$ est négatif et que le produit vectoriel change de signe par permutation de ses facteurs :

$$\begin{aligned} \dot{\vec{M}}_{X'Y'Z} &= \gamma \vec{M} \wedge (\vec{B}_0 + \vec{B}_1) - (\vec{\omega} \wedge \vec{M}) \\ &= \gamma \vec{M} \wedge \vec{B}_0 + \gamma \vec{M} \wedge \vec{B}_1 + \vec{M} \wedge \vec{\omega} \\ &= \gamma \vec{M} \wedge [(\vec{B}_0 + \vec{\omega}/\gamma) + \vec{B}_1] \\ &= \gamma \vec{M} \wedge \vec{B}_{\text{eff}} \end{aligned}$$

relation qui indique que, dans ce repère tournant, le moment $\vec{M}$ se trouve en précession autour d'un troisième champ, appelé champ efficace $\vec{B}_{\text{eff}}$, issu d'une combinaison de $\vec{B}_0$ et de $\vec{B}_1$ et dont les composantes sont respectivement B_1 le long des X' et $B_0 - (\omega/\gamma)$ le long des Z . On retrouve, en effet, une relation analogue à la relation [II-5] en séparant, dans la quantité entre crochets, $\vec{B}_1$ des deux vecteurs $\vec{B}_0$ et $\vec{\omega}/\gamma$ portés tous les deux par l'axe Z et de sens opposés (figure II-7).

Pour le repère fixe XYZ , le moment $\vec{M}$ est donc animé d'un double mouvement de précession : il précesse autour de $\vec{B}_{\text{eff}}$ qui se trouve lui-même en précession autour de $\vec{B}_0$.

4. ACTION D'UN CHAMP TOURNANT A LA RESONANCE

La composante verticale de $\vec{B}_{\text{eff}}$ a pour module $B_0 - \omega/\gamma$. Elle s'annule donc lorsque ω prend la valeur ω_0 de résonance, donnée par la relation de Larmor, c'est-à-dire γB_0 . Le champ efficace devient alors le champ $\vec{B}_1$, vecteur autour duquel s'effectue la précession.

Si la valeur ω_0 est appliquée brutalement à partir de la position d'équilibre du moment $\vec{M}$ le long de $\vec{B}_0$, condition qui correspond à celle des impulsions utilisées en imagerie, la précession se traduit par une rotation de $\vec{M}$ dans le plan tournant ZOY' perpendiculaire à $\vec{B}_1$ (figure II-8). L'angle de rotation θ a pour expression en fonction du temps t :

$$\theta = \gamma B_1 t$$

relation qui, pour des valeurs particulières du produit $B_1 t$, donne les 2 impulsions de 90° et 180° .

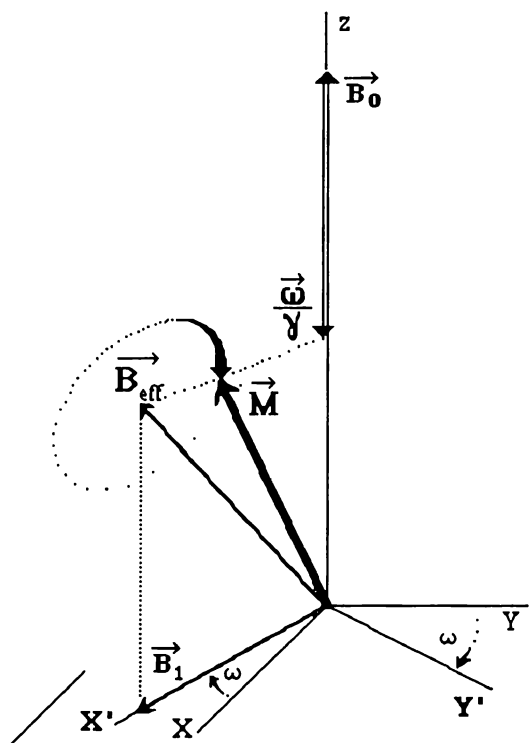


FIGURE II-7. Lorsque ω est différent de ω_0 , la précession s'effectue autour du champ efficace $\vec{B}_{\text{eff}}$, lui-même en précession autour de $\vec{B}_0$.

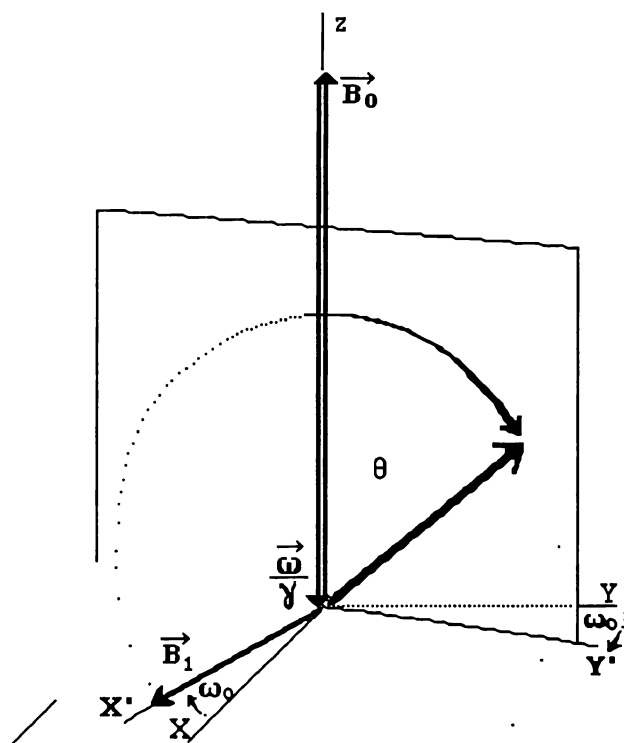


FIGURE II-8. Si l'impulsion à la résonance, pour laquelle $\omega = \omega_0$, est appliquée directement à partir de la position d'équilibre, $\vec{M}$ précesse autour de $\vec{B}_1$ en restant dans le plan perpendiculaire à $\vec{B}_1$.

5. EFFETS DE L'AGITATION THERMIQUE SUR LA RELAXATION

Du fait de l'agitation thermique, les molécules situées dans le voisinage d'un moment élémentaire possèdent des mouvements de rotation désordonnés. Les moments magnétiques de leurs atomes, notamment ceux de l'hydrogène dans le cas des molécules d'eau, créent en conséquence un champ $\vec{C}_1$ analogues au champ $\vec{B}_1$ responsable de l'excitation.

Dans l'étude faite au chapitre concernant la relaxation (cf. p. 31), on avait individualisé, à l'intérieur du spectre de fréquences $J(\omega)$ de l'onde électromagnétique équivalente à ce champ $\vec{C}_1$ les valeurs $J(0)$ et $J(\omega_0)$ auxquelles sont respectivement proportionnelles les vitesses de relaxation transversale $1/T_2$ et longitudinale $1/T_1$. Considérons maintenant quelle peut être l'action du champ $\vec{C}_1$ lui-même en fonction de ses composantes. Cette action s'étudie en lui appliquant la relation [II-5] :

$$\dot{\vec{M}} = \gamma (\vec{M} \wedge \vec{C}_1)$$

puis en décomposant celle-ci selon les axes $X' Y' Z$ du repère tournant. On obtient ainsi, en application des relations vues page 98, pour les modules :

$$\dot{M}_{X'} = \gamma (M_{Y'} C_{Z'} - M_{Z'} C_{Y'})$$

$$\dot{M}_{Y'} = \gamma (M_{Z'} C_{X'} - M_{X'} C_{Z'})$$

$$\dot{M}_{Z'} = \gamma (M_{X'} C_{Y'} - M_{Y'} C_{X'}) .$$

Les trois relations précédentes montrent que si les variations de l'aimantation transversale $M_{X'Y'}$, c'est-à-dire la relaxation en T_2 , sont sous la dépendance des 3 composantes $C_{X'}$, $C_{Y'}$, $C_{Z'}$, les variations de l'aimantation longitudinale, c'est-à-dire la relaxation en T_1 , ne dépendent, elles, que des composantes $C_{X'}$ et $C_{Y'}$. Autrement dit, une relaxation en T_1 dépend de composantes qui lui associent toujours une relaxation en T_2 ; alors qu'une relaxation en T_2 peut ne dépendre que de composantes $C_{Z'}$ et se produire sans intervention de relaxation en T_1 . Cela se traduit par un taux de relaxation $1/T_2$ supérieur, ou au moins égal, au taux $1/T_1$ c'est-à-dire par un temps T_2 inférieur ou égal à T_1 en accord avec la figure 3-9 page 33.

On peut se représenter cela en considérant que les déphasages responsables de la relaxation en T_2 (cf. p. 28) ne mettent en jeu aucun phénomène énergétique et donc n'entraînent pas de bascule, tandis que chacune des bascules responsables de la relaxation en T_1 s'accompagne d'une modification de phase. Ces bascules seraient cohérentes dans le cas d'un champ tel que $\vec{B}_1$ lorsqu'il tend à égaliser les populations n_1 et n_2 , correspondant aux deux niveaux énergétiques du proton, et incohérentes dans les autres cas.

INDEX

A

Acier, 95
Agitation thermique, 104
Aimantation longitudinale, 25
Aimantation transversale, 25
Aimant, 95
Angiographies RMN, 73
Antenne , 6, 50
Artefact de flux, 65

B

Bascule, 20
Biot-Savart (loi de), 86
Bloch, 26
Boltzmann, 12
Boucle de courant, 86, 89

C

Champ efficace (B_{eff}), 102
Champ magnétique, 7, 85, 89, 93, 99
Champ magnétique (gradient), 10
Champ magnétique haute fréquence, 10, 82
Champ magnétique principal B_0 , 9, 77
Champ magnétisant, 93
Champ tournant, 19
Clips chirurgicaux, 80, 84
Cobalt, 95
Codage par la fréquence, 38
Codage par la phase, 46
Composantes (d'un vecteur) , 98
Coronale (coupe), 40
Coupe, 40
Courant d'induction, 80

D

Décalage chimique, 40
Décalage de localisation, 71
Densité de courant, 80
Déterminant, 98
Diamagnétisme, 93
Diffusion (image de), 75
Distorsion, 94
Durée des séquences, 60
Durée d'enregistrement, 62

E

Echo, 26, 53, 69, 70
Echo de gradient, 62
Echo de spin, 55
Effet Hall, 79
Effets biologiques des champs magnétiques, 77
Electrocardiogramme, 79
Electrons célibataires, 94
Energie absorbée, 82
Energie d'interaction, 12
Entrée (phénomène de), 66
Epaisseur de coupe, 40

F

Facteur de Landé, 92
Fer, 95
Ferromagnétisme, 80, 95
Fibrillation cardiaque, 81
FID, 26
Flux, 73
Force de Coulomb, 86
Force de Laplace, 78, 79, 86
Force de Lorentz, 86
Fourier (transformation de), 44

G

Gauss G, 9
Gradient (pente), 41

H

Hélium liquide, 6
Hertz, 8
Hystérésis, 95

I

Imagerie rapide, 62
Impulsion, 10
Impulsion sélective, 61
Impulsions de 90° et 180°, 22
Induction magnétique, 86
Intensité d'aimantation, 93
Inversion-récupération, 53
Inversion de gradient, 63

L

Larmor (relation de), 14, 101
 Lenz (loi de), 86
 Localisation, 37, 43

M

Magnétisme (différentes sortes), 93
 Magnétisme (origine), 7, 85
 Magnétite, 95
 Magnéton, 93
 Masses magnétiques, 85
 Mécanique classique, 97
 Mise en forme, 42
 Moment (orientation), 10, 89
 Moment cinétique, 8, 92, 99
 Moment macroscopique, 9, 11
 Moment magnétique, 7, 89, 90, 93, 99
 Moment microscopique, 9, 91
 Mouvements incohérents, 75

N

Nickel, 95
 Noeud de Ranvier, 78
 Normes conseillées, 84

P

Pacemaker, 80, 84
 Paramagnétisme, 90
 Perméabilité magnétique, 87
 Phase, 19, 21, 28, 56, 63, 70, 74, 75
 Phosphènes de d'Arsonval, 81
 Pixel, 9
 Plan de mesure, 26
 Pondération (en : ρ T1 T2), 59
 Potentiel d'action, 81
 Précession, 13, 101
 Produit de contraste, 8
 Produit scalaire, 98
 Produit vectoriel, 98
 Projection, 44
 Prothèses métalliques, 80
 Puissance radiative, 82
 Puissance surfacique absorbée (PSA), 82, 83

R

Rapport gyromagnétique, 8, 91
 Relativité, 86
 Relaxation, 25
 Relaxation (interprétation), 28
 Relaxation spin-réseau, 31, 104

Relaxation spin-spin, 32, 104
 Renforcement paradoxal, 66
 Repère tournant, 68, 102
 Répétition (temps de) (TR), 53, 55, 59, 61
 Résonance, 17
 Résonance magnétique nucléaire, 19, 103
 Restauration, 51, 53, 55
 Rétroprojection, 45

S

Sagittale (coupe), 40
 Saturation-récupération, 51
 Séquences, 50
 Séquences multicoupes, 61
 Signal RMN, 25
 Solénoïdal, 87
 Sortie (phénomène de), 66
 Spin, 8, 69, 91, 92
 Spirale, 23, 27
 Supraconductivité, 6
 Superparamagnétisme, 95
 Susceptibilité magnétique, 93

T

Taux de relaxation, 27
 Temps d'inversion (TI), 53
 Temps d'écho (TE), 56
 Temps de corrélation, 30
 Temps de relaxation longitudinale (T1), 26
 Temps de relaxation (signification), 30
 Temps de relaxation transversale (T2), 26
 Temps de répétition (TR), 50, 51, 53, 55, 61
 Temps de vol, 67
 Tesla T, 9
 Transformation de Fourier, 44
 Transformation de Fourier bidimensionnelle (2dFt), 46
 Transversale (coupe), 40

V

Vecteur, 97
 Vitesse d'entraînement, 102
 Vitesse de précession, 101
 Vitesse de relaxation, 27
 Voxel, 9, 37, 39, 68

W

Weiss (domaines de), 95

Z

Zeugmatographie, 5

MASSON, Éditeur,
120, Bd Saint-Germain
75280 Paris Cedex 06
Dépôt légal : septembre 1994

IMPRIMERIE NOUVELLE
45800 Saint-Jean-de-Braye
Dépôt légal : juillet 1994
N° 23711

CAHIERS D'IRM

Collection sous la direction de A. DESGREZ et D. DOYON

- 1. Bases physiques de l'IRM,**
par Alex DESGREZ, Jacques BITTOUN et Ilana IDY-PERETTI.
- 2. Anatomie IRM de la tête,**
par Charles-André CUENOD, Dominique DOYON,
Philippe HALIMI et collaborateurs.
- 3. Appareil ostéo-articulaire. Aspects normaux et pathologiques,**
par Ilana IDY-PERETTI, Charles-André CUENOD et Nicolas GAGEY.
- 4. Rachis et moelle épinière. Aspects normaux et pathologiques,**
par Nicolas GAGEY, Dominique DOYON, Charles-André CUENOD,
A.B.C. IDIR et Jean-Marc BONDEVILLE.
- 5. Thorax. Aspects normaux et pathologiques,**
par Stéphane LENOIR, Elie MOUSSEAU, Catherine BEIGELMAN
et Michel PIOTIN.
- 6. Abdomen,**
par Claude L'HERMINÉ et Olivier ERNST.

